

SÉRIE A, N° 2501
N° D'ORDRE 3373

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger PEYTURAUX

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude du fond continu du spectre
solaire dans le proche infra-rouge.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 28 Avril 1952, devant la Commission d'Examen :

MM. CROZE *Président.*

DANJON
SOLEILLET } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1952

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger PEYTURAUX

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude du fond continu du spectre
solaire dans le proche infra-rouge.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 28 Avril 1952, devant la Commission d'Examen :

MM. CROZE *Président.*

DANJON
SOLEILLET } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1952

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen. M. A. CHATELET

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COULOMB	T	Physique du globe.
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions et Topologie.	M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P. C. B.).
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	CHRÉTIEN		Chimie (P.C.B.).
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	DRACH		Zoologie.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	KASTLER		Physique.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	EPHRUSSI	T	Génétique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	BAUER	T	Chimie-Physique.
Louis DE BROGLIE	T	Théories physiques.	RIVIÈRE		Géologie (P.C.B.).
JOB	T	Chimie générale.	GAUTHERET		Biologie Végétale (P.C.B.).
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	LUCAS		Physique.
COMBES	T	Physiologie végétale.	A. THOMAS		Évolutions des êtres organisés.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	ARNULF		Optique appliquée.
Joseph PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	Max MORAND		Physique.
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	SOLEILLET		Physique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	DANJON	T	Astronomie.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	FROMAGEOT	T	Chimie Biologique.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	LAPORTE	T	Physique générale et Radio-activité.
CHAZY	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	JANET		Mathématiques générales.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	PETIT	T	Biologie maritime.
DUPONT	T	Théories chimiques.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.	GALLIEN		Biologie animale (P.C.B.).
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	EICHORN		Biologie végétale (P.C.B.).
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	DE CUCNAC		Biologie végétale (P.C.B.).
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique	LAVAL		Physique (P.C.B.).
Jacques BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{lle} CAUCHOIS		Chimie Physique.
AUBEL	T	Chimie biologique.	THELLIER		Physique du Globe.
M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique générale et Radio-activité.	AUDUBERT		Électrochimie.
PLANTEFOL	T	Botanique.	L'HÉRITIER		Génétique.
CABANNES	T	Recherches physiques.	GRIVET	T	Radio Électricité.
GRASSÉ	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	PONCIN		Mécanique des fluides.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	DOBREIL		Mathématiques générales.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	QUELET		Chimie (P. C. B.).
WYART	T	Minéralogie.	CAGNIARD		Géophysique appliquée.
TEISSIER	T	Zoologie.	CHAMPETIER		Chimie appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale	CUVILLIER		Géologie structurale et Géologie appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	JUNG		Pétrographie.
MONNIER		Physiologie générale.	TRILLAT		Physique (P. C. B.).
PIVETEAU	T	Géologie.	WIEMANN		Chimie (P. C. B.).
ROCARD	T	Physique.	LICHNEROWICZ		Mathématiques.
H. CARTAN	T	Mathématiques générales.	JACQUINOT		Physique (P. C. B.).
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	VASSY		Physique de l'Atmosphère.
LAFFITE	T	Chimie (P. C. B.).	DESTOUCHES		Théories Physiques
FAYARD		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.	PRUVOST	T	Géologie.
			AMIEL		Chimie (P. C. B.).
			HOCART		Minéralogie.
			MACHEBŒUF		Microbiologie.
			J. P. MATHIEU		Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX		Biologie animale (P. C. B.).
			MAY		Biologie animale (P. C. B.).
			CHOQUET		Calcul différentiel.
			FELDMANN		Biologie (P.C.B.).
			GUINIER		Physique (P.C.B.).
			JOST		Biologie (P.C.B.).

Secrétaire. Ch. MONIER.



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU FOND CONTINU DU SPECTRE SOLAIRE DANS LE PROCHE INFRA-ROUGE

par R. PEYTURAUX

Institut d'Astrophysique de Paris

SOMMAIRE. — A la suite de différents travaux cités dans l'introduction, il était pratiquement certain que l'ion négatif hydrogène H^- constitue la principale cause d'absorption dans l'atmosphère solaire entre 6 000 Å et 12 000 Å. Pour des longueurs d'onde plus grandes, l'insuffisance des mesures existantes ne permettait pas d'être aussi affirmatif. L'étude de l'absorption dans la photosphère solaire exige la connaissance de l'énergie émise par différents points du disque solaire et pour différentes longueurs d'onde.

Dans la première partie de ce travail, l'auteur décrit un dispositif expérimental comprenant une cellule au PbS comme récepteur avec lequel des mesures de l'assombrissement centre bord du Soleil ont été effectuées. Les résultats comprennent des valeurs du rapport d'assombrissement

$$\varphi_{\lambda}(\theta) = \frac{I_{\lambda} \text{ bord}}{I_{\lambda} \text{ centre}}$$
 pour 15 longueurs d'onde situées entre 6 700 Å et 23 000 Å et pour des distances au centre allant jusqu'à 0,986 du rayon du disque solaire.

Dans la seconde partie, des mesures de la répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire sont décrites. Elles donnent $I_{\lambda}(0)$ pour 15 longueurs d'onde situées entre 6 000 et 23 000 Å. Ces résultats comparés à ceux qui furent déduits des mesures d'ABBOT montrent que la plus ancienne des séries de mesures de cet auteur (publiée en 1913) semble la plus correcte.

La seconde (publiée en 1922) semble erronée entre 15 000 et 21 000 Å avec des erreurs allant jusqu'à 25 %.

Dans la troisième partie, la détermination de l'absorption dans la photosphère est décrite. Les résultats semblent assez affirmatifs. L'ion H^- serait pratiquement l'unique cause d'absorption de 6 000 Å à 23 000 Å et les coefficients d'absorption calculés par CHANDRASEKHAR seraient corrects.

La pression et la pression électronique sont ensuite calculées en faisant le minimum d'hypothèses. En utilisant les p et p_e obtenus, les rapports d'assombrissement pour l'infrarouge lointain ont été calculés (pour 3,5 μ ; 8,3 μ ; 10,2 μ). Les résultats sont en bon accord avec les mesures de PIERCE, Mc MATH, GOLBERG, MOHLER.

INTRODUCTION

L'étude du spectre continu du Soleil est à la base de nombreuses recherches astrophysiques. Par les énergies relativement importantes qu'il nous envoie, par son diamètre apparent sensible, le Soleil nous permet des études plus complètes et plus précises qu'aucune autre étoile. Il constitue un test très commode pour vérifier certaines hypothèses, pour établir certaines lois très générales, lois que l'on peut ensuite utiliser pour déterminer la structure de beaucoup d'autres atmosphères stellaires.

La connaissance du spectre continu du Soleil nous permet d'atteindre la structure de sa photosphère et, par suite, de connaître par exemple les absorbants responsables du fond continu, le domaine de validité de l'hypothèse de l'équilibre radiatif, etc. La connaissance de la structure de la photosphère est, de plus, indispensable pour l'interprétation des spectres de raies.

Depuis la naissance de l'Astrophysique, de nombreux travaux ont été effectués pour tenter de déterminer les propriétés du spectre continu.

La région visible du spectre qui est accessible par la photographie avec des optiques en verre a été évidemment la plus étudiée. Ensuite vient la région ultraviolette où les travaux sont déjà plus rares. Dans le domaine des longueurs d'onde plus grandes que 8 000 Å, les recherches avaient surtout tendu vers la mise en évidence et l'identification des raies. Seul ABBOT, à notre connaissance, avait effectué des mesures d'énergie. Rappelons sommairement les résultats publiés par lui dans le domaine spectral que nous avons étudié, c'est-à-dire entre 6 700 et 23 000 Å ⁽¹⁾. En 1913, il donne entre autres travaux les résultats de ses mesures sur la répartition de l'intensité lumineuse entre le centre et le bord du disque solaire (assombrissement centre-bord). Parmi les longueurs d'onde étudiées par lui, 7 appartiennent au domaine spectral qui nous intéresse [1]. La même année, il publie des mesures sur la répartition spectrale de l'énergie de l'ensemble du disque [2]. Mais il n'a effectué les mesures que pour 5 longueurs d'onde dans le domaine spectral que nous avons étudié. En 1922, il publie de nouvelles mesures d'assombrissement, mais seulement jusqu'à 10 080 Å [3] ainsi que de nouvelles mesures de la répartition spectrale de l'énergie, portant cette fois sur un assez grand nombre de longueurs d'onde [4]. Seulement des désaccords considérables allant jusqu'à 20 % apparaissent entre ces mesures et celles publiées en 1913.

Pour beaucoup d'interprétations théoriques, il est nécessaire de connaître la répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire en unités absolues.

Dans ce but, en 1924, MINNAERT a converti les résultats d'ABBOT (de 1922) en unités absolues en utilisant la constante solaire déterminée par celui-ci et à l'aide des mesures d'assombrissement, il a pu établir la courbe d'énergie du centre du disque [5]. En 1936, MULDER a corrigé de l'influence des raies la courbe établie par MINNAERT. Dans le domaine qui nous intéresse, cette correction a une importance très faible puisqu'il s'agit d'une correction de 1 % uniforme pour toutes les longueurs d'onde [6]. C'est cette courbe d'énergie qui a surtout été utilisée jusqu'à présent dans les travaux sur l'état physique de la photosphère. On voit que somme toute, ces données d'observation sont assez rudimentaires. Les mesures d'assombrissement semblent correctes (l'accord entre les deux séries est assez bon), mais elles sont peu nombreuses (3 longueurs d'onde au delà de 10 000 Å). Les mesures de la répartition

⁽¹⁾ Cette limitation des longueurs d'onde nous a été imposée par la sensibilité de notre récepteur (cellule au PbS) et par l'absorption atmosphérique.

spectrale de l'énergie sont douteuses. En effet, il est assez arbitraire d'opter pour l'une ou pour l'autre des deux séries.

De nombreux auteurs ont néanmoins tenté d'interpréter ces mesures. C'est l'hypothèse émise par WILDT en 1938 qui a mis les chercheurs sur la bonne voie. Selon cette hypothèse, l'ion négatif hydrogène H^- serait la principale cause d'absorption continue dans beaucoup d'atmosphères stellaires et dans une région spectrale très étendue. Après les tentatives de différents auteurs pour déterminer son coefficient d'absorption, CHANDRASEKHAR et BREEN ont donné les résultats qui sont les plus sûrs à l'heure actuelle [7].

En 1946, CHALONGE et KOURGANOFF [8] puis CHALONGE [9] ont cherché à déterminer le rôle de H^- dans la photosphère solaire. Ils sont partis des mesures d'ABBOT et se sont inspirés d'une méthode due à LUNDBLAD. De leurs études, on peut tirer les conclusions suivantes. L'ion H^- est l'absorbant essentiel jusqu'aux environs de 12 000 Å. Au delà de cette longueur d'onde, bien que le fait soit très probable, il est difficile d'être sûr que son rôle soit aussi exclusif. En effet, les auteurs ne possédaient les mesures d'assombrissement que pour 3 longueurs d'onde entre 12 000 et 21 000 Å ; il en résultait une indétermination complète du minimum de la courbe d'absorption que l'on pouvait placer n'importe où et en particulier à 16 500 Å, là où la théorie le prévoit.

La même année, BARBIER [10] a étudié la structure de la photosphère solaire, également à partir des mesures d'ABBOT. Il a constaté de nombreuses anomalies qui pourraient être imputables en partie à la mauvaise qualité des données d'observation.

Malgré tout, ces travaux ont eu une importance considérable car, outre l'identification très probable de H^- , ils nous ont montré à quel point les données d'observation que nous possédions étaient insuffisantes et ont ouvert la voie à de nombreuses recherches, tant du point de vue observation que du point de vue théorique : recherches sur l'exploitation des mesures par exemple.

Nos travaux ont été entrepris au début de 1948. Les résultats exposés ici ne sauraient être considérés comme définitifs. Nous verrons qu'une précision considérable est nécessaire si l'on veut déduire des observations, les grandeurs physiques caractérisant la photosphère avec une précision moyenne. Nos efforts ont tendu vers plusieurs buts. D'abord effectuer des mesures d'assombrissement plus près du bord solaire et pour un plus grand nombre de longueurs d'onde que ne l'avait fait ABBOT. Ensuite, déterminer la courbe de répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire avec une certitude accrue et peut-être trancher le désaccord entre les deux séries d'ABBOT. Enfin, à la lumière de ces nouvelles données d'observation, voir quelles hypothèses théoriques semblent confirmer et contribuer à déterminer l'état physique encore douteux de la photosphère.

Ce travail comprend donc trois parties :

- 1° Mesure de l'assombrissement centre-bord.
- 2° Mesure de la répartition spectrale de l'énergie au centre du disque.
- 3° Structure de la photosphère.

Ce travail m'a été suggéré par M. CHALONGE que je tiens à remercier particulièrement pour ses conseils, ses encouragements, son appui.

Je n'aurais cependant pas pu entreprendre ces recherches sans la bienveillance de M. LALLEMAND qui a mis les cellules à ma disposition, m'a prodigué ses conseils et m'a reçu dans son laboratoire. Là, sous les directives du Maître principal Bosson, qui y a consacré plusieurs mois, j'ai pu réaliser les appareils récepteurs.

Je tiens aussi à témoigner ma gratitude à MM. DUFAY et FEHRENBACH qui m'ont accueilli à l'Observatoire de Haute-Provence et ont mis à ma disposition les ressources de cet établissement.

Je remercie aussi :

M. DANJON à qui je dois de précieux conseils et qui m'a fait l'honneur de présenter mes notes à l'Académie des Sciences.

M. MINEUR qui m'a accueilli à l'Institut d'Astrophysique et a mis à ma disposition techniciens et calculatrices.

M. RIBAUD qui m'a permis de séjourner plusieurs semaines aux Laboratoires des Hautes températures où, avec l'aide précieuse de M. ROUANNET, j'ai pu étalonner mes lampes.

M. BAILLET qui m'a aidé de ses excellents conseils pour l'étude des appareils mécaniques et en a assuré comme toujours une réalisation impeccable.

MM. PECKER et MICHARD qui ont accepté de relire mon manuscrit et avec qui j'ai eu de fructueux entretiens.

M. COURTES, de l'Observatoire de Marseille, à qui je dois de judicieuses remarques.

Les techniciens et calculatrices de l'Institut d'Astrophysique.

PREMIÈRE PARTIE

MESURE DE L'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD

I. 1) GÉNÉRALITÉS. — Nous avons vu qu'à l'époque où fut entrepris ce travail on ne possédait que fort peu de mesures de l'assombrissement centre-bord du Soleil entre 6 700 et 23 000 Å. D'une façon plus précise, ABBOT a effectué les mesures pour les longueurs d'ondes 6 700 — 6 990 — 8 660 — 10 310 — 12 250 — 16 550 — 20 970 Å la première fois (1913) et pour 6 702 — 8 580 — 10 080 Å la seconde fois (1922). En outre, ces mesures s'arrêtent à 0,95 du rayon solaire. Or, on sait que l'énergie décroît très rapidement quand on s'approche du bord solaire. D'autre part,

l'énergie que nous recevons des zones voisines du bord du disque solaire provient essentiellement des couches superficielles de la photosphère. Par conséquent, une bonne connaissance de l'assombrissement au voisinage du bord nous permettrait de préciser la structure de ces couches. Il était donc nécessaire d'entreprendre de nouvelles mesures.

I. 2) DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — L'apparition relativement récente des cellules au Sulfure de Plomb nous a permis de bénéficier d'un récepteur plus sensible et d'un emploi plus commode que ceux qui étaient utilisés autrefois. Dans cette première partie des mesures, nous avons employé une cellule chimique qui possède une grande sensibilité si elle est refroidie dans la neige carbonique. Cette cellule fabriquée à l'Observatoire de Paris a été mise à notre disposition par M. LALLEMAND qui en dirige la fabrication. Nous avons construit les appareils électroniques nécessaires à l'emploi de cette cellule au Laboratoire d'Électronique de la Marine sous la direction du Maître Principal Bosson. L'appareil dispersif était un monochromateur double de HALLE à optique de quartz. Un sidérostat polaire suivi d'un miroir concave nous donnait une image du Soleil de 30 mm de diamètre. Un enregistreur à papier photographique était utilisé pour enregistrer les indications du récepteur.

Donnons quelques détails sur ces différents appareils.

I. 3) LES APPAREILS RÉCEPTEURS.

I. 3-a) Les cellules au Sulfure de Plomb ont un bruit de fond de quelques microvolts. Si l'on veut bénéficier de toute leur sensibilité, il faut donc leur associer un amplificateur de tension assez puissant. Le bruit de fond de la cellule est plus grand que celui d'une résistance pure de même valeur que sa résistance intérieure. En outre, il est d'autant plus faible que l'amplificateur transmet une bande de fréquence plus étroite. Par conséquent, nous avons construit un amplificateur sélectif. Mais nous n'avons pas cherché à obtenir une bande passante très étroite. En effet, notre monochromateur avait une dispersion assez faible et nous n'avions pas besoin d'une grande sensibilité. En revanche, nous avions besoin d'une grande stabilité toujours difficile à obtenir avec une bande passante étroite. L'amplificateur décrit ci-dessous nous a donné des résultats très suffisants. La lumière était modulée par un disque denté calé sur l'axe d'un moteur synchro. Il était nécessaire que la vitesse de rotation de ce disque soit bien définie et stable. Comme dans diverses stations d'observation la fréquence du secteur varie dans le temps, nous nous sommes affranchis de cette fréquence en alimentant le moteur par un oscillateur à fréquence réglable suivi d'un amplificateur de puissance.

I. 3 b) *La cellule.* — La cellule employée devait être refroidie dans la neige carbonique à -78° C. Dans ces conditions, sa sensibilité définie par l'égalité du signal et du bruit de fond est de l'ordre de 100 fois celle d'une bonne pile thermo-

électrique. Sa résistance intérieure était d'environ 80.000 ohms à froid. La tension d'alimentation n'est pas critique à condition de ne pas dépasser un courant de 1 mA dans la cellule. Nous avons en effet constaté que le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit de fond}}$ dépendait

dans une certaine limite assez peu de la tension d'alimentation. Nous avons adopté

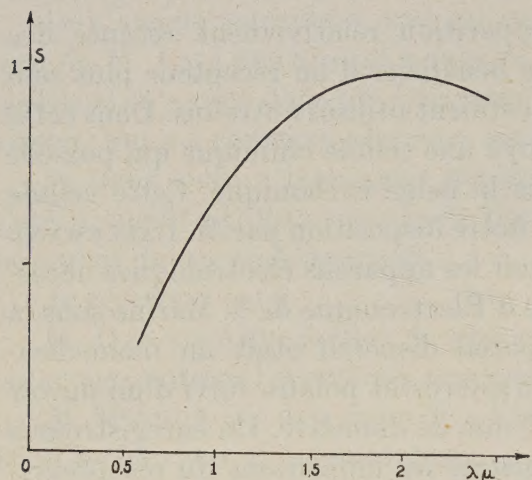
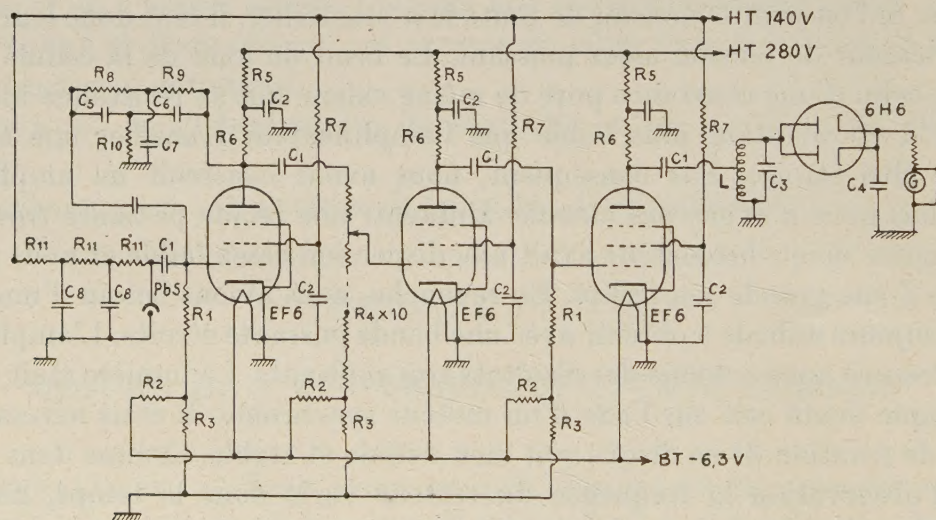


FIG. 1. — Réponse spectrale de la cellule
S : sensibilité relative.

40 Volts aux bornes de la cellule, ce qui correspond à un courant de 0,5 mA. Nous avons déterminé la variation de sa sensibilité en fonction de la longueur d'onde de la façon suivante. Derrière la fente de sortie d'un monochromateur éclairé par une lampe alimentée de façon stable (cf. II. 4), nous avons placé tour à tour la cellule suivie de son amplificateur d'une part, une pile de MOLL suivie d'un galvanomètre ZERNICKE d'autre part. Connaissant la

courbe de réponse en énergie de l'ensemble cellule-amplificateur (cf. plus loin I. 8) et en admettant que la sensibilité de la pile est indépendante de la longueur d'onde, nous



$R_1 = 500 \text{ K}\Omega$	$R_8 = 100 \text{ K}\Omega$	$C_1 = 0,02 \text{ }\mu\text{F}$	$C_6 = 1\,240 \text{ pF}$
$R_2 = 400 \text{ }\Omega$	$R_7 = 200 \text{ K}\Omega$	$C_2 = 2\text{ }\mu\text{F}$	$C_7 = 4\,880 \text{ pF}$
$R_3 = 200 \text{ }\Omega$	$R_8 = 300 \text{ K}\Omega$	$C_3 = 0,011 \text{ }\mu\text{F}$	$C_8 = 4 \text{ pF}$
$R_4 = 50 \text{ K}\Omega$	$R_9 = 900 \text{ K}\Omega$	$C_4 = 1 \text{ }\mu\text{F}$	
$R_5 = 20 \text{ K}\Omega$	$R_{10} = 225 \text{ K}\Omega$	$C_5 = 3\,650 \text{ pF}$	$L = 60 \text{ H}$
	$R_{11} = 70 \text{ K}\Omega$		

FIG. 2. — Schéma de l'amplificateur de la cellule.

I.3-c) *L'amplificateur.* — Le schéma en est donné figure 2. C'était un amplificateur sélectif à 3 étages de lampes EF 6. La sélectivité était assurée par un circuit résistance-capacité dit « en double T » (1^{er} étage). Ce circuit était ajusté pour obtenir la sélectivité maximum. La fréquence d'accord était de 125 p.p.s. (fig. 3). Le courant redressé nécessaire à l'alimentation des lampes était obtenu à l'aide d'une boîte d'alimentation stabilisée par stabilovolt et fournissant une tension de 280 V. En outre, la basse tension (6,3 V) était obtenue également à partir du secteur par redressement et filtrage. Nous avons redressé la basse tension afin de mettre directement les cathodes à la masse. Ceci évite l'introduction de 50 p.p.s. par la cathode. Ainsi nous avons polarisé les grilles par cette basse tension (le + à la masse). La polarisation requise était définie par un potentiomètre à basse impédance. La tension d'alimentation de la cellule était fournie également par la boîte d'alimentation mais un filtrage supplémentaire très énergique permettait d'éliminer le 50 p.p.s. résiduel toujours présent dans un courant redressé. Le gain total en tension était d'environ 300 000. La tension amplifiée était ensuite détectée par une diode 6 H 6 redressant les 2 alternances. Un auto-transformateur adaptait les impédances du circuit de sortie de la dernière EF 6, et du circuit de détection. La tension détectée était enfin appliquée

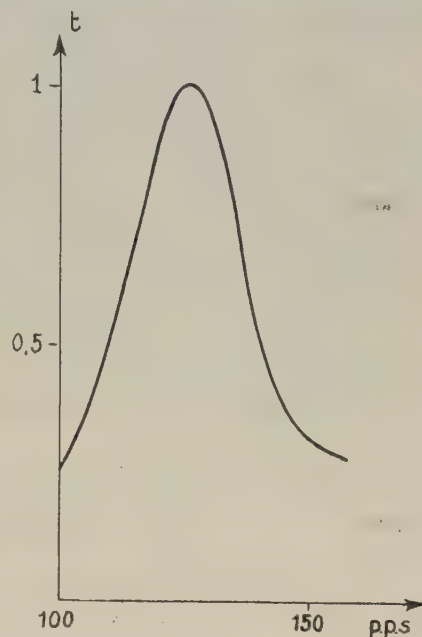


FIG. 3. — Sélectivité de l'amplificateur.

t : transmission du signal.

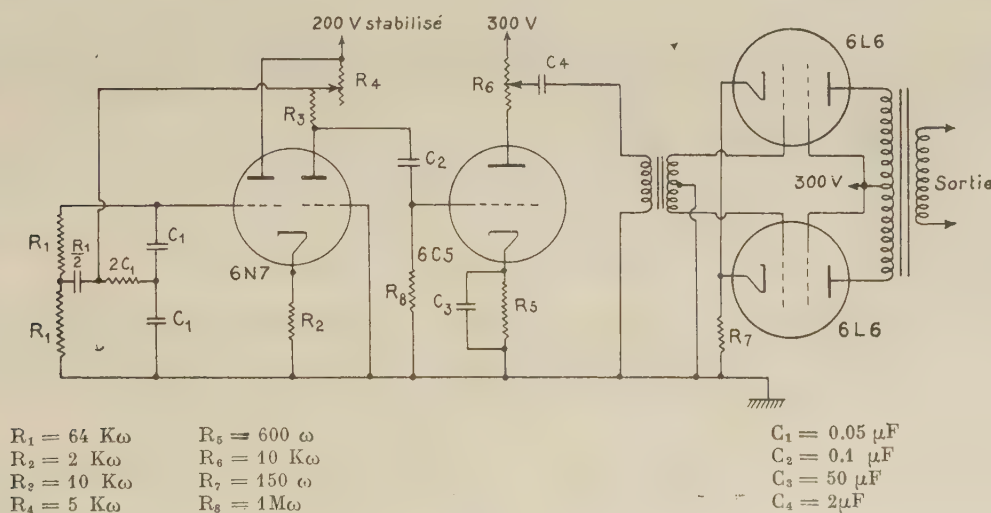


FIG. 4. — Oscillateur et amplificateur de puissance.

à un galvanomètre utilisé en voltmètre par l'intermédiaire d'une résistance de plusieurs mégohms. Le galvanomètre était utilisé au voisinage de l'amortissement critique. Le blindage de l'ensemble de l'amplificateur était très soigné et les étages séparés par des cloisons métalliques. L'appareil ainsi réalisé était très stable et donnait un signal exempt de toute contamination par le 50 p.p.s.

I. 3-d) *L'oscillateur* (fig. 4). — Nous avons construit un oscillateur à circuit « double T » accordé en moyenne sur 50 p.p.s. La fréquence pouvait varier de 45 à 55 p.p.s. en agissant sur une des résistances du « double T ». Cette variation était nécessaire car la bande passante de l'amplificateur étant assez étroite, le maximum subissait des petits déplacements dans le temps. De même, la fréquence fournie par l'oscillateur pouvait varier légèrement. Ces variations étaient d'ailleurs très faibles et très lentes. Un réglage au début d'une séance d'observation était suffisant. Ce réglage était obtenu en observant le spot du galvanomètre pendant que l'on agissait sur « le double T » de l'oscillateur.

L'amplificateur de puissance était constitué par un montage « push-pull » classique. Le transformateur de sortie a été calculé pour adapter l'impédance de charge des 6 L 6 à l'impédance du moteur.

I. 4) LE MONOCHROMATEUR. — Le monochromateur n'est pas, par construction, destiné à de telles mesures. En effet, son ouverture relative est d'environ $f/7$ alors que nous l'utilisions à $f/30$. Il en résultait une perte considérable de résolution. Il n'était d'ailleurs guère possible de l'utiliser à une ouverture beaucoup plus considérable sous peine d'avoir soit une image trop petite, soit des miroirs énormes. La résolution pratique est de l'ordre de $70 \text{ \AA}$ à $1 \mu.5$. Pour explorer l'image du Soleil, le mouvement d'entraînement du sidérostatis était arrêté ; l'image défilait ainsi suivant le mouvement diurne. La fente du monochromateur n'était pas ponctuelle mais mesurait $1 \text{ mm } 5$ de hauteur, il fallait donc que la trajectoire de l'image soit perpendiculaire à la fente. Ceci n'était réalisé que pendant très peu de temps au moment du passage au méridien.

Pour allonger la période d'observation nous avons construit un montage qui permettait de faire tourner le monochromateur autour du centre de la fente d'entrée. On pouvait observer pendant deux heures et enregistrer les courbes d'assombrissement pour 15 longueurs d'ondes à chaque séance.

I. 5) L'ENREGISTREUR. — Un enregistreur pour papier photographique a été construit. Il utilisait le papier en rouleaux de 10 m et permettait ainsi d'observer pendant toute la durée d'une séance d'observation sans recharge.

I. 6) EXÉCUTION DES MESURES. — Ces mesures ont été effectuées pendant l'été 1949 à l'Observatoire de Haute-Provence. Elles comprennent trois parties :

a) l'étalonnage du monochromateur en longueurs d'onde ;

- b) la construction de la courbe de réponse du récepteur ;
- c) l'enregistrement des courbes d'assombrissement.

I. 7) ÉTALONNAGE EN LONGUEURS D'ONDE. — Le monochromateur était muni d'un tambour gradué en longueurs d'onde. Seulement les graduations étaient en partie erronées. En utilisant comme repère les bandes d'absorption du Chloroforme, nous avons réglé l'appareil de façon à répartir l'erreur au mieux dans le domaine spectral étudié. Pour obtenir un étalonnage plus précis, nous avons enregistré point par point un spectre du Soleil. Sur cet enregistrement, nous avons choisi les points qui semblent appartenir au fond continu. Puis une comparaison avec les enregistrements d'ABBOT (suffisamment exacts) nous a permis d'avoir la courbe de correction du tambour des longueurs d'onde.

I. 8) COURBE DE RÉPONSE DU RÉCEPTEUR ⁽¹⁾. — La partie principale de l'amplificateur avait une courbe de réponse linéaire mais le circuit de sortie : redres-

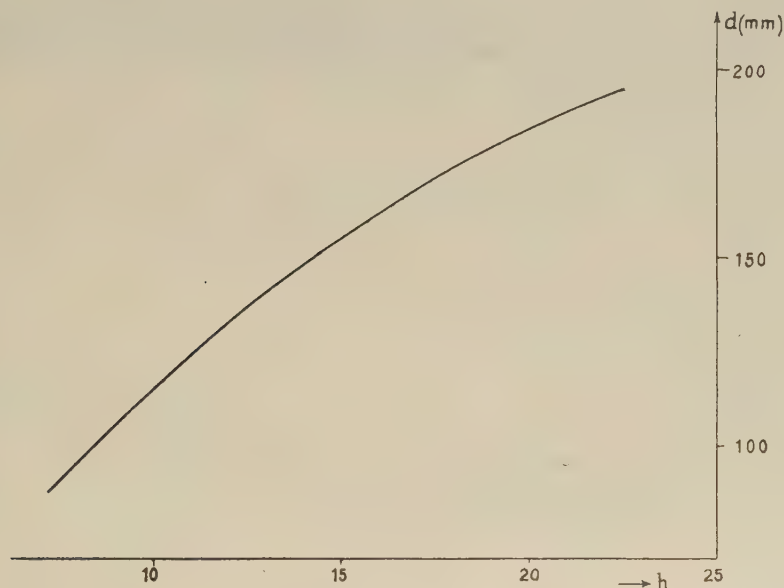


FIG. 5. — Courbe de réponse du récepteur
 d : élongations,
 h : hauteurs des diaphragmes (unités arbitraires).

sement et liaison au galvanomètre ne satisfaisait pas à cette condition. Il était donc nécessaire d'étalonner l'appareil entier dans les conditions d'emploi. Pour cela, nous avons utilisé le Soleil comme source de lumière. Nous avons fait varier l'énergie admise sur la cellule dans un rapport connu en plaçant contre le miroir concave des diaphragmes de même largeur et de hauteurs différentes. [Nous désignons par hauteur la direction parallèle à la fente. Cette méthode peut introduire des erreurs systéma-

⁽¹⁾ Nous appelons « récepteur » l'ensemble cellule-amplificateur-galvanomètre.

tiques. Ces dernières pourraient être dues : aux variations du facteur de réflexion des miroirs avec la zone considérée sur ceux-ci, aux variations de la sensibilité de la cellule d'un point à un autre de la plage sensible, etc... Pour tenir compte de ces facteurs, nous avons utilisé un diaphragme de même largeur que les précédents mais de hauteur plus faible. Ce diaphragme a été déplacé devant le miroir et pour chaque position nous avons enregistré l'énergie reçue par la cellule. Ainsi nous avons pu déterminer pour chaque diaphragme un coefficient tenant compte de l'hétérogénéité du faisceau. En multipliant la hauteur de chaque diaphragme par le coefficient correspondant, nous avons défini des « hauteurs corrigées ». Les coefficients de correction étaient d'ailleurs très voisins de l'unité. Toutes ces mesures étaient effectuées chaque jour d'observation pour tenir compte des variations dans le temps. Nous obtenons finalement la courbe de réponse du récepteur (fig. 5). En abscisse, nous portons les hauteurs corrigées des diaphragmes, en ordonnées, les élongations galvanométriques correspondantes. Il nous est alors facile de déduire d'une élongation donnée une grandeur proportionnelle à l'énergie reçue par la cellule d'où le rapport des énergies reçues de deux points distincts du Soleil.

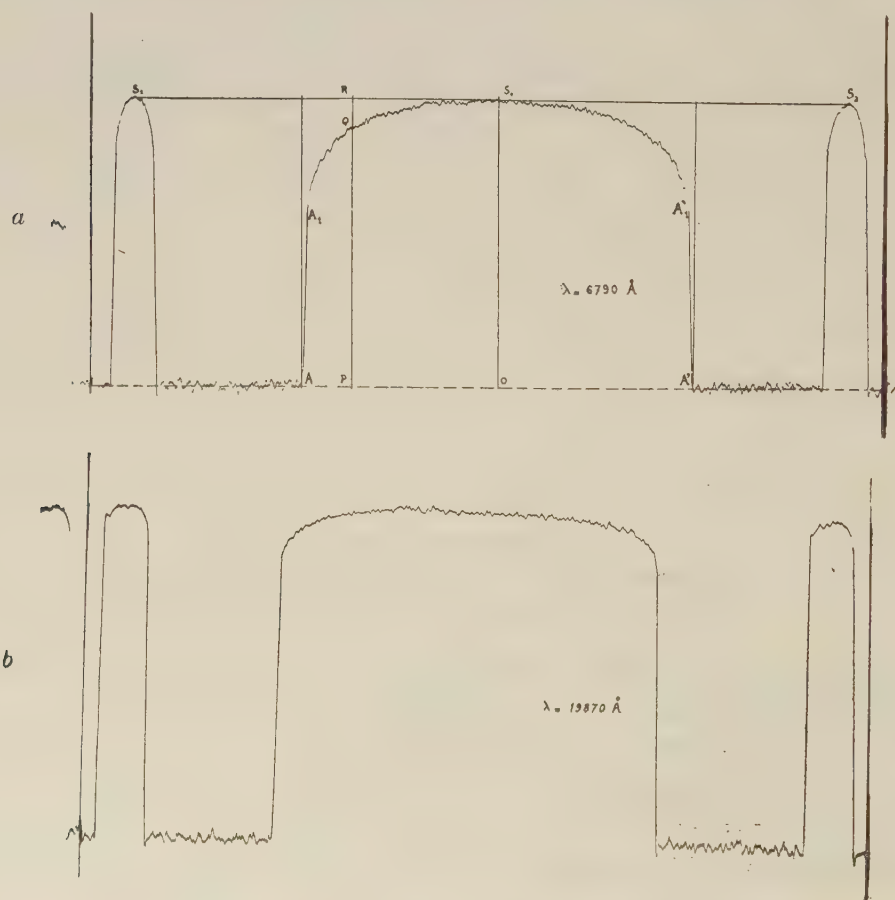


FIG. 6. — Enregistrements des courbes d'assombrissement.

I. 9) ENREGISTREMENT DES COURBES D'ASSOMBRISSEMENT. — Ainsi que nous l'avons dit plus haut, l'exploration de l'image du Soleil était effectuée en laissant défiler cette image sous l'effet du mouvement diurne. En outre, nous avons dû tenir compte de la dérive de sensibilité de la cellule. En effet, malgré les précautions prises, la sensibilité de la cellule décroissait pendant la sublimation de la neige carbonique. Afin de diminuer cet effet, nous avons pris soin de changer fréquemment la neige en nettoyant soigneusement son emplacement à chaque changement. En outre, pour tenir compte des effets résiduels, nous avons enregistré avant et après la courbe principale deux autres courbes obtenues rapidement à l'aide du rappel ascension-droite. Il nous a été possible d'obtenir 6 séries de 15 longueurs d'onde. La figure 6 représente deux de ces enregistrements ⁽¹⁾.

I. 10) DÉPOUILLEMENT DES ENREGISTREMENTS. — Entre deux groupes consécutifs de courbes nous avons enregistré des droites obtenues en faisant dévier le galvanomètre, enregistreur arrêté. Ces droites servent à repérer la direction de l'élongation. On constate que les parties AA₁ et A'A'₁ des courbes ne sont pas parallèles à ces droites. Ceci peut être dû à trois causes :

a) Les dimensions finies de la fente par rapport au diamètre de l'image solaire.

b) La constante de temps du galvanomètre.

c) Les phénomènes atmosphériques et la diffusion instrumentale qui nuisent à la netteté de l'image.

La première cause est négligeable. En effet, la fente mesurait de 0,02 à 0,04 mm de largeur pour une hauteur de 1,5 mm, tandis que l'image solaire avait un diamètre de 30 mm. On voit que la largeur de la fente correspond dans le cas le plus défavorable à environ 3/1 000 du rayon de l'image soit 0,3 mm sur l'enregistrement. Ensuite, la hauteur de la fente considérée comme une corde du disque solaire correspond à une flèche de 0,02 mm soit 0,15 mm sur l'enregistrement. Les 2 effets s'ajoutent et la zone de transition due à la fente est de 0,45 mm. On peut se rendre compte facilement que ceci est négligeable en pratique (fig. 7). Sur les enregistrements, la région perturbée a une largeur de 1,5 mm. Pour simplifier, assimilons dans

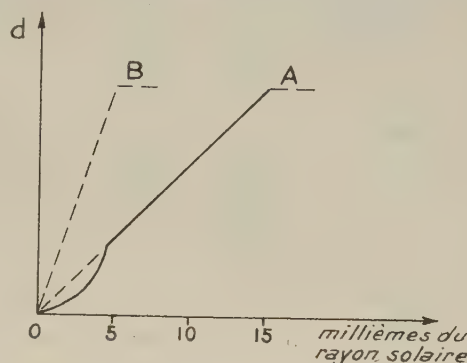


FIG. 7. — Contribution de l'effet de fente à la perturbation du bord de l'enregistrement d'assombrissement

d : élongation.

⁽¹⁾ Nous remarquons sur la figure 6 que les fluctuations sont plus importantes pour la ligne de zéro que pour les grandes ordonnées. Ce phénomène est anormal. Pendant les essais à Paris, il se produisait en l'absence de prise de terre. A l'endroit où nous étions installés, il n'y avait pas alors de prise de terre convenable.

cette zone la courbe à une droite oblique OA ⁽¹⁾. Si l'effet de fente agissait seul, on aurait à la même approximation la droite OB. Les deux effets conjugués conduiraient à la courbe en trait plein. On voit que l'incertitude sur la position du point limite de l'enregistrement n'excéderait pas 1/1 000 de la longueur correspondant au rayon solaire. L'erreur réelle est donc absolument négligeable.

Il est aisé de se rendre compte du fait que la deuxième cause a aussi un effet négligeable. S'il n'en était pas ainsi, on devrait constater une dissymétrie systématique des enregistrements. Sur la figure 6 prenons comme unité la distance $OA = OA'$. Considérons sur les deux moitiés de l'enregistrement les points dont les abscisses par rapport à 0 sont 0,3 0,5 0,7 0,8 0,9 0,95 0,96 0,97 0,98 et traçons par les points obtenus des parallèles à la direction de l'élongation. Ensuite, joignons les sommets des 3 courbes par les droites $S_1 S_0$ et $S_1 S_2$. On voit que l'énergie correspondant au point P sera définie par l'ordonnée PQ. Pour établir le rapport d'assombrissement $\varphi_\lambda(\theta)$ en ce point, on adoptera comme énergie au centre celle qui correspond à l'ordonnée PR. On convertit ensuite les ordonnées PQ et PR en grandeurs proportionnelles à l'énergie à l'aide de la courbe de réponse figure 5, d'où enfin, le rapport d'assombrissement au point P. Un tel dépouillement est ensuite effectué pour tous les enregistrements. La courbe de réponse a été établie chaque jour d'observation et les enregistrements ont été réduits avec la courbe de réponse obtenue le même jour. L'erreur sur cette courbe est ainsi incluse dans l'erreur que l'on peut déterminer à partir de la dispersion des résultats finaux. Le dépouillement terminé, on n'a pas constaté de dissymétrie systématique des rapports d'assombrissement pour les bords droit et gauche. On peut en conclure que ce sont les phénomènes atmosphériques qui limitent la définition du bord solaire. Dans ce cas la zone transitoire étant assez courte, il semble que le mieux soit d'adopter comme bord solaire le milieu de cette zone.

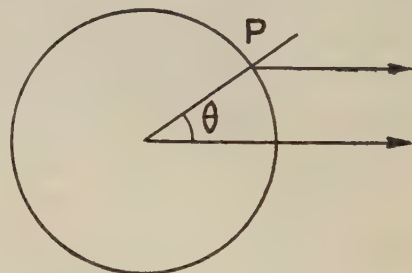


FIG. 8. — Définition de l'angle θ .

Il en résulte que les nombres indiqués ci-dessus correspondent aux fractions du rayon solaire suivantes :

0,303 — 0,504 — 0,705 — 0,805 — 0,906 — 0,957 — 0,966 — 0,976 — 0,986.

Rappelons que chacun de ces nombres représente le sinus de l'angle θ fait par le rayon émis d'un point P du Soleil dans la direction de l'observateur avec la normale à la photosphère (fig. 8).

Les résultats définitifs sont représentés sur le tableau I et la figure 9. L'erreur probable interne varie entre 0,001 et 0,004 quand on passe des points voisins du

(¹) Le raisonnement fait ici est très grossier. Nous voulons simplement montrer que la perturbation introduite par la fente est négligeable, sans prétendre déterminer cet effet.

centre aux points voisins du bord. On remarque sur la figure 9 des accidents plus importants que l'erreur probable. Seulement, étant donnée la mauvaise résolution du monochromateur, il est à craindre que les mesures aient été effectuées par le voisinage de raies intenses.

TABLEAU I

$$\text{Rapports d'assombrissement } \lambda(\theta) = \frac{I_{\lambda}(\theta)}{I_{\lambda}(0)}.$$

sin θ	0,303	0,504	0,705	0,805	0,906	0,957	0,966	0,976	0,986
6 790	0,985	0,954	0,879	0,819	0,722	0,636	0,610	0,580	0,528
7 880	0,983	0,954	0,898	0,849	0,761	0,685	0,659	0,633	0,593
8 635	0,992	0,966	0,912	0,861	0,782	0,712	0,689	0,664	0,630
10 090	0,989	0,967	0,921	0,876	0,807	0,741	0,721	0,695	0,664
10 800	0,993	0,976	0,933	0,893	0,826	0,761	0,741	0,723	0,691
12 340	0,993	0,979	0,941	0,904	0,842	0,778	0,754	0,728	0,692
12 920	0,992	0,978	0,942	0,908	0,845	0,778	0,759	0,736	0,707
14 870	0,996	0,988	0,959	0,928	0,873	0,813	0,796	0,775	0,741
15 410	0,995	0,983	0,954	0,925	0,871	0,815	0,797	0,776	0,740
16 550	0,995	0,990	0,966	0,938	0,890	0,836	0,817	0,796	0,766
17 350	0,996	0,989	0,968	0,942	0,894	0,841	0,824	0,802	0,775
19 870	0,995	0,988	0,964	0,938	0,893	0,844	0,827	0,806	0,770
20 860	0,999	0,991	0,969	0,943	0,899	0,850	0,830	0,807	0,776
22 390	0,998	0,994	0,974	0,954	0,910	0,864	0,848	0,826	0,792
23 110	0,999	0,996	0,980	0,956	0,907	0,862	0,848	0,834	0,809

I. 11) CRITIQUE DE CES MESURES. — Les résultats des mesures que nous venons d'exposer doivent être considérés comme provisoires. En effet, nous avons dû opérer en partie avec du matériel existant et ce qui a été construit l'a été assez rapidement. Il en résulte que plusieurs critiques sont à faire. Nous avons déjà parlé de la résolution médiocre du monochromateur. En outre, nous avons vu que la courbe de réponse de l'amplificateur n'était pas linéaire. Enfin les enregistrements étaient trop courts (environ 22 cm), ce qui nuit un peu à la détermination du bord.

Une nouvelle série d'observations sera effectuée incessamment avec un matériel spécialement étudié et construit pour le but projeté.

Malgré tout, nous pouvons provisoirement retenir ces résultats. Nous verrons en effet (3^e partie) que les grandeurs déterminées en les utilisant sont en accord satisfaisant avec celles qui ont été obtenues par d'autres auteurs à partir d'observations d'un autre genre. Cela résulte du fait que dans de nombreux cas les valeurs de l'énergie au centre qui interviennent également dans la discussion théorique du spectre continu solaire ont une incidence beaucoup plus grande sur les conclusions que les mesures d'assombrissement.

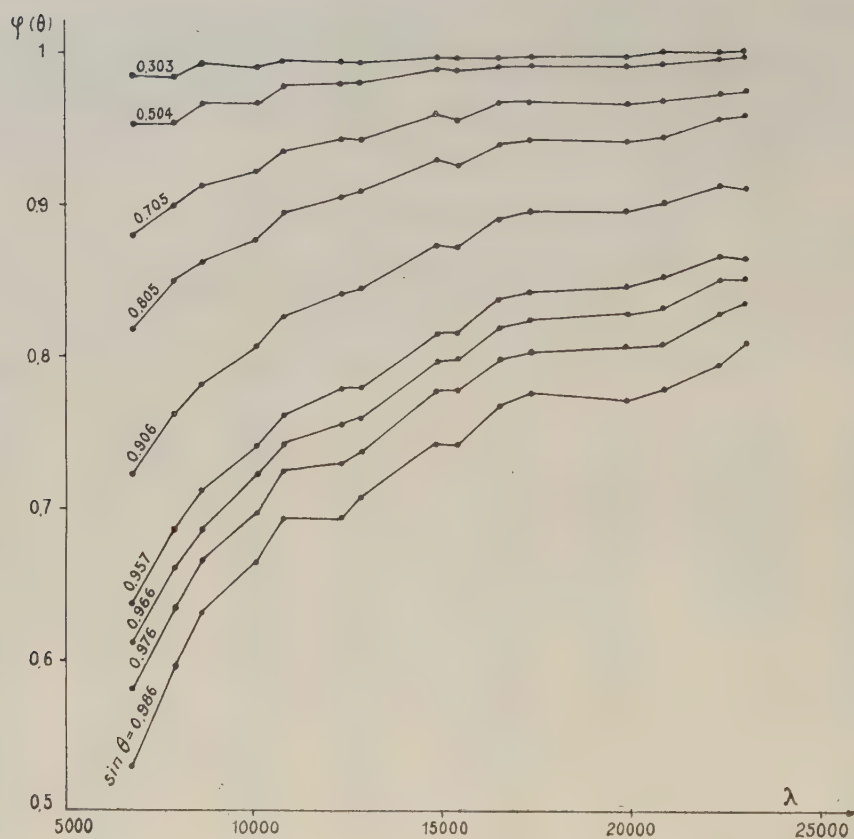


FIG. 9. — Rapports d'assombrissement

$$\varphi_\lambda(\theta) = \frac{I_\lambda(\theta)}{I_\lambda(0)}$$

DEUXIÈME PARTIE

MESURE DE LA RÉPARTITION SPECTRALE DE L'ÉNERGIE
AU CENTRE DU DISQUE SOLAIRE

II. 1) GÉNÉRALITÉS. — Le principe de la méthode est le suivant. L'énergie I_L émise par une lampe alimentée dans des conditions rigoureusement constantes est comparée, longueur d'onde par longueur d'onde, à l'énergie I_{CN} rayonnée par un corps noir étalon. Ensuite la lampe est comparée au Soleil de la même façon. La première mesure donne $\frac{I_{CN}}{I_L}$ la seconde $\frac{I_L}{I_\odot}$. On en déduit $\frac{I_\odot}{I_{CN}} = \frac{I_\odot}{I_L} \times \frac{I_L}{I_{CN}}$. Connaissant la température du corps noir, on en déduit $I_\odot$ en valeurs relatives. Bien entendue, cette méthode ne s'applique pas sans quelques difficultés dues aux différences des ordres de grandeur de $I_\odot$ et I_L , à l'absorption atmosphérique, à la varia-

tion spectrale du facteur de réflexion des miroirs du sidérost, aux variations de la lampe dans le temps par vieillissement, aux imperfections optiques des montages.

Il en résulte que nous avons dû effectuer les opérations suivantes :

a) comparaison d'une première lampe étalon au corps noir ;

b) comparaison de cette lampe qu'on appellera P à deux autres qu'on appellera S et T. La lampe P ne sert jamais presque. La lampe S est comparée de temps en temps à P et plus souvent à T. La lampe T est comparée au Soleil. Ces différentes comparaisons permettent, en supposant que la lampe P est constante, de tenir compte de la variation de T.

c) $I_{\odot}$ et I_L ont des ordres de grandeur très différents. On a en effet $\frac{I_{\odot}}{I_L} \sim 200$ vers 6 000 Å et $\frac{I_{\odot}}{I_L} \sim 20$ vers 23 000 Å. Il faut rendre ces énergies comparables.

Pour cela, nous affaiblissons $I_{\odot}$ en utilisant des filtres et des diaphragmes. Il est nécessaire d'étalonner les affaiblissements ainsi produits :

d) mesure du facteur de réflexion des miroirs ;

e) comparaison du Soleil à la lampe T avec détermination de l'absorption atmosphérique.

Nous allons décrire les méthodes et les montages employés pour effectuer ces opérations. Au préalable, nous ferons quelques remarques sur les appareils utilisés.

II. 2) SYSTÈME DISPERSIF. — Le système dispersif était le monochromateur qui avait été utilisé pour l'assombrissement. Comme nous l'avons vu, il est assez ouvert : $f/7$. Dans le cas présent, nous n'avons pas besoin d'une grande image du Soleil. En effet, le centre du disque solaire peut être considéré comme uniforme dans un assez grand domaine. Aussi, nous avons réduit à 10 mm l'image de 30 mm fournie par notre miroir objectif de façon à utiliser une plus grande ouverture et à bénéficier d'une plus grande résolution. L'ouverture relative utilisée était de l'ordre de $f/10$ pour les mesures solaires. Comme nous le verrons, ceci nous a introduit quelques difficultés nouvelles. Aussi n'utilisons-nous pas cette ouverture dans le cas où l'on comparait des sources à spectre continu pur.

II. 3) RÉCEPTEUR D'ÉNERGIE. — Comme pour nos observations d'assombrissement, c'était une cellule au PbS dont la réponse était amplifiée et enregistrée. Toutefois, nous avons pu bénéficier des avantages d'une cellule d'un nouveau type fabriquée comme la précédente à l'Observatoire de Paris. Cette cellule, sans être refroidie, a une sensibilité du même ordre que celle de la précédente employée dans la neige carbonique. Nous avons ainsi pu supprimer la sujétion du refroidissement et des précautions qui en résultent. Ceci nous a conduit à modifier notre amplificateur (fig. 2). La nouvelle cellule au PbS a une résistance interne de l'ordre de 500.000 ohms et un temps de réponse plus rapide que la cellule refroidie. Il en résulte que nous

avons dû changer les résistances R_1 , R_2 , R_{14} pour tenir compte de la grande résistance de la cellule. En outre, le double T a été modifié pour travailler au voisinage de 450 p.p.s. pour bénéficier au mieux de la rapidité de réponse. Enfin les capacités C_1 ont été adaptées pour la nouvelle fréquence. On peut en effet bénéficier d'un taux d'affaiblissement du 50 p.p.s. plus grand sans diminuer le gain de l'amplificateur. Nous avons ainsi les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{lll} R_1 = 1 \text{ M}\Omega & R_8 = R_9 = 1 \text{ M}\Omega & C_1 = 0,005 \mu\text{F} \\ R_4 = 100 \text{ K}\Omega & R_{10} = 500 \text{ K}\Omega & C_5 = C_6 = 350 \mu\text{F} \\ R_{11} = 500 \text{ K}\Omega & & C_7 = 700 \mu\text{F} \end{array}$$

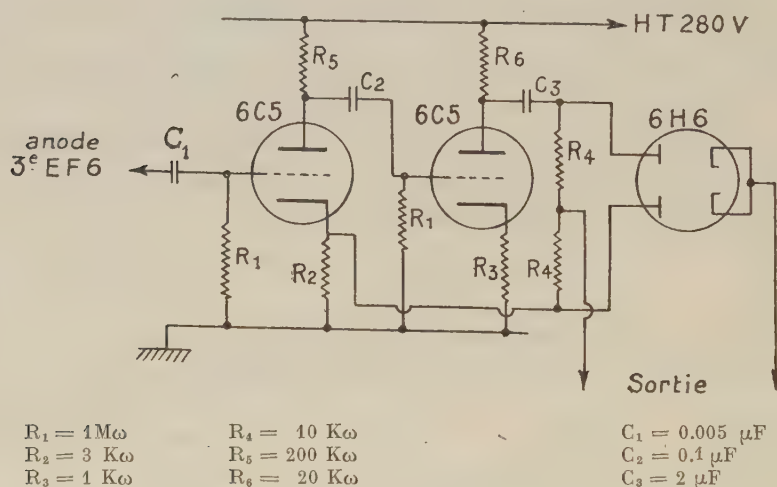


FIG. 10. — Dispositif de détection.

D'un autre côté, nous avons changé le circuit de détection en nous inspirant d'un dispositif déjà utilisé par KUIPER, WILSON, CASHMAN [11]. Ce montage représenté figure 10 nous permet d'avoir une réponse linéaire dans un grand domaine. La courbe de réponse figure 11 présente une petite partie courbe pour les faibles tensions et une région de saturation. Si l'on prend soin de travailler dans la partie rectiligne, la courbe peut être assimilée à une droite ne passant pas par l'origine.

II. 4) LES LAMPES. — Nous avons utilisé des lampes Philips à ruban de tungstène et enveloppe de verre. Alimentées par un courant de 16,7 Amp. elles ont une température vraie de 2 900° K. Elles étaient alimentées par des batteries d'accus au plomb et la stabilité du courant était contrôlée à l'aide d'un potentiomètre de grande précision. Ce potentiomètre mesurait la tension aux bornes d'une résistance de CONSTANTAN montée en série avec les lampes (méthode préconisée par RIBAUD). Les lampes ont été préalablement vieilles pendant 50 heures à leur courant de régime et nous avons choisi comme étalon primaire (lampe P), celle qui semblait évoluer le moins.

II. 5) COMPARAISON DE LA LAMPE P A UN CORPS NOIR. — Cette opération a été effectuée au Laboratoire des Hautes Températures. Le montage utilisé est représenté figure 12. Soit L la lampe et CN le

corps noir. Le miroir plan M est situé à égale distance de L et de CN. Il peut tourner autour d'un axe vertical passant par le plan de la face réfléchissante. En O, nous plaçons une lentille de quartz munie d'un porte-diaphragme. En P se trouve le pyromètre étalon du Laboratoire des Hautes Températures.

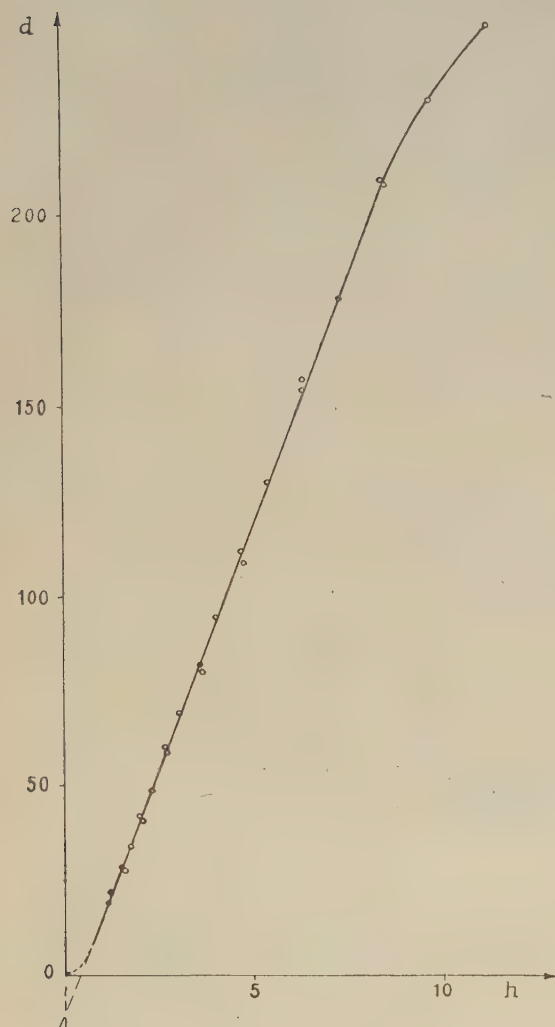


FIG. 11.

Courbe de réponse du récepteur.

d : élongations en mm,

h : hauteurs des diaphragmes (unités arbitraires).

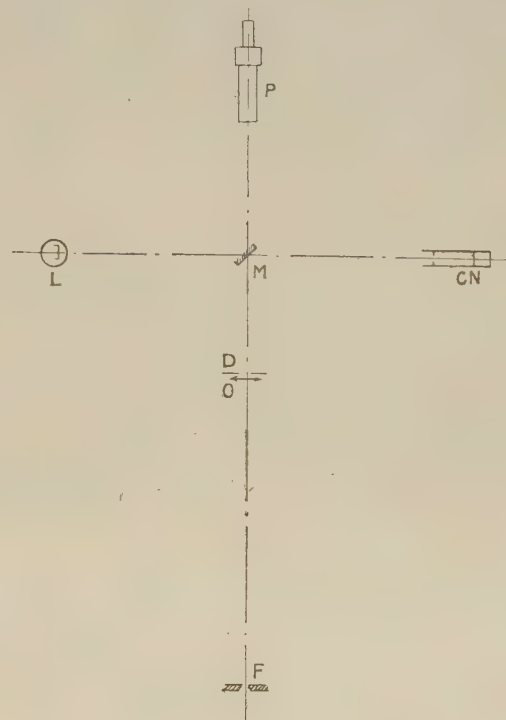


FIG. 12. — Montage pour la comparaison Lampe, corps noir. Le miroir plan M tourne autour d'un axe perpendiculaire au plan de figure.

L, lampe ; CN, corps noir ; O, lentille ; D, diaphragme ; F, fente du monochromateur ; P, pyromètre.

Ici, nous comparons des sources de formes différentes, d'un côté le ruban de la lampe, de l'autre l'enceinte corps noir. Aussi, le chromatisme de la lentille O avait-il une grande importance. Pour rendre négligeable la tache de diffusion, nous travaillions à une ouverture d'environ $f/70$ ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Nous avons établi la courbe de réponse du récepteur vue plus haut en utilisant ce montage et en prenant le corps noir comme source d'énergie lumineuse. Pour faire varier l'énergie admise dans le mono-

Le corps noir était un four à tube de graphite porté à environ $2\,000^{\circ}\text{K}$, en atmosphère d'azote. La température était mesurée à l'aide d'un pyromètre à disparition de filament. A l'aide du miroir M on pouvait :

- a) Envoyer l'image du CN sur la fente du monochromateur.
- b) Envoyer l'image de la lampe sur la fente du monochromateur.
- c) Envoyer l'image du CN sur le pyromètre.

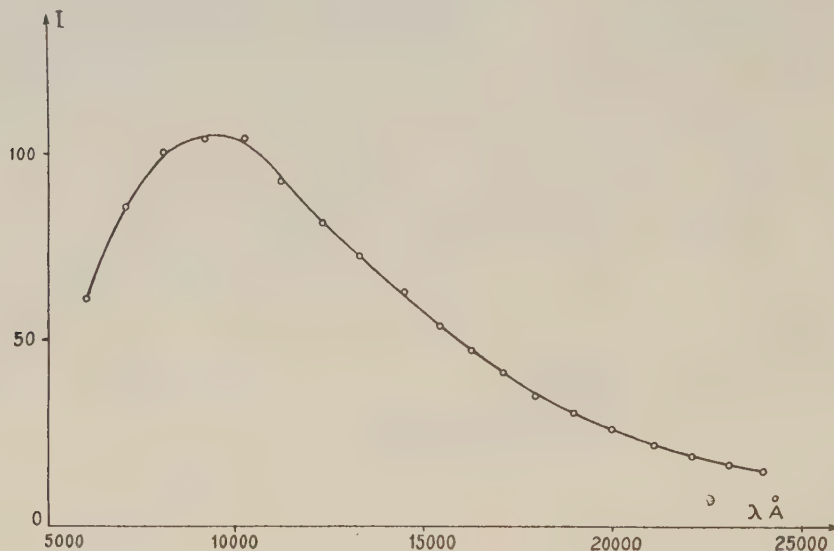


FIG. 13. — Répartition spectrale de l'énergie de la lampe P
I : énergies (unités arbitraires).

Aucun obstacle autre que le miroir n'était interposé entre le CN et le pyromètre. Nous avons mesuré la correction de température introduite par le miroir dans le cas de la mesure pyrométrique. La température du CN était mesurée avant chaque comparaison lampe-CN.

La courbe d'énergie de la lampe est alors facile à établir. Connaissant la température du CN, nous pouvons calculer sa courbe d'énergie par la formule de PLANCK, nous avons ainsi $I_{\lambda\text{CN}}$. Ensuite, nous mesurons les elongations correspondant à la lampe et au CN. Nous leur ajoutons la correction de zéro donnée par la courbe de réponse. Le rapport des résultats trouvés donne $\frac{I_{\lambda\text{L}}}{I_{\lambda\text{CN}}}$. On en déduit $I_{\lambda\text{L}}$. La courbe définitive est représentée figure 13.

chromateur, nous avons placé sur la lentille O des diaphragmes de hauteurs (parallèlement à la fente) variables mais de même largeur. Étant donnée la faible ouverture relative utilisée et la forme de l'enceinte rayonnante (étendue dans les 3 dimensions), nous pouvions admettre que les aberrations résiduelles de la lentille O étaient sans importance et par conséquent que les énergies admises dans le monochromateur étaient proportionnelles aux hauteurs des diaphragmes.

II. 6) COMPARAISON DES LAMPES ENTRE ELLES. — Pour comparer facilement les lampes entre elles, nous les avons montées sur un support tournant muni d'un encliquetage par bille permettant de donner à chaque lampe 2 positions bien déterminées à 180° l'une de l'autre. Ainsi, on peut passer rapidement d'une lampe à l'autre et opérer la comparaison λ par λ . Les 2 lampes étaient montées en série et alimentées par accumulateur comme dans le cas d'une seule avec contrôle au potentiomètre. Les douilles étaient réglables suivant trois axes rectangulaires permettant d'assurer la symétrie du système.

La lampe T a été comparée 3 fois à S qui a été comparée 2 fois à P. Connaissant le nombre d'heures de fonctionnement de chaque lampe, on déduit des comparaisons

T-S le rapport $\frac{I_{\lambda T}}{I_{\lambda S}}$ pour chaque séance d'observation. Puis des comparaisons S-P, on déduit $\frac{I_{\lambda S}}{I_{\lambda P}}$ au moment de chaque comparaison T-S. Un calcul simple nous donne $\frac{I_{\lambda T}}{I_{\lambda P}}$ pour chaque séance d'observation.

II. 7) CHOIX DES LONGUEURS D'ONDE UTILISÉES POUR LES MESURES SOLAIRES. — Les longueurs d'onde ont été choisies sur un enregistrement du spectre solaire que nous avons obtenu en établissant une liaison mécanique entre l'entregistreur et le monochromateur. De temps à autre, le moteur était arrêté et la cellule masquée pour faire revenir le galvanomètre au zéro afin que le spot impressionne un trait sur le papier. En même temps, on notait la graduation du tambour des longueurs d'onde du monochromateur ; puis on démasquait la cellule et le moteur était remis en marche. Nous avons ainsi enregistré un spectre de 6 000 Å à 25 000 Å. Ce spectre nous sert en outre à étalonner le tambour des λ . Les longueurs d'onde ont été choisies autant que possible en dehors des grosses bandes atmosphériques qui ne satisfont pas à la loi de BOUGUER. Cette loi doit en effet être satisfaite pour déterminer l'absorption atmosphérique. Nous avons choisi les suivantes :

6 785 — 7 805 — 8 830 — 10 080 — 10 590 — 11 780 — 12 380 — 15 460 — 16 230 — 16 760 — 20 290 — 21 390 — 22 410 — 23 100.

II. 8) COMPARAISON SOLEIL-LAMPE T. — Nous avons réalisé pour cette comparaison le montage représenté figure 14. Il est analogue à celui utilisé pour la comparaison lampe-CN. Un miroir concave M_1 de diamètre 110 mm formait en S une image du Soleil de 30 mm de diamètre, à l'endroit où était le CN dans le montage précédent. Ensuite, pour les raisons exposées plus haut, nous avons placé en O une lentille ramenant le diamètre de l'image solaire à 10 mm ce qui correspond à une ouverture relative d'environ $f/10$ ⁽¹⁾. La comparaison s'effectuait en tournant le miroir M

(1) Nous ne pouvions pas utiliser un miroir concave qui doit être employé soit hors de l'axe, soit en introduisant un obstacle dans le faisceau. Dans le premier cas, on aurait eu un astigmatisme intolérable. Le second procédé rend difficile l'utilisation des diaphragmes.

pour amener sur la fente tantôt l'image de T, tantôt l'image du Soleil. La hauteur de la fente était limitée de façon à être couverte uniformément dans les deux cas. En outre, nous affaiblissons l'énergie reçue du Soleil de la manière exposée ci-dessous.

II. 9) AFFAIBLISSEMENT DE $I_{\lambda\odot}$.

— La comparaison $\odot - T$ se fait λ par λ . On doit donc utiliser la même largeur de fente pour $\odot$ et pour T. Il en résulte que l'on doit affaiblir considérablement $\odot$ pour avoir des elongations du même ordre que pour T. Pour cela, nous avons utilisé conjointement des diaphragmes et un filtre. En effet, les diaphragmes ne peuvent guère être utilisés pour des rapports supérieurs à 20. Nous avons donc cherché un filtre qui donne le complément d'affaiblissement et autant que possible pour toutes les longueurs d'onde. Or, le rapport $\frac{\odot}{T}$ varie beaucoup entre 6 700 Å

et 23 000 Å. Il fallait donc un filtre affaiblissant beaucoup plus pour 6 700 Å que pour 23 000 Å. Nous avons employé un verre « Dichrofil teinte 3 » de la verrerie de Bagneaux avec une épaisseur de 2 mm. Ce filtre était placé à la sortie du monochromateur juste devant la cellule. Pour ne pas changer la forme du faisceau, nous le remplaçons par une lame de quartz de même épaisseur, pour les mesures sur la lampe. Par conséquent, nous avons dû me-

surer le facteur de transmission relatif du filtre par rapport au quartz $t_{\lambda} = \frac{t_{\lambda F}}{t_{\lambda Q}}$.

Cette mesure était effectuée en utilisant une lampe comme source. Pour les rapports inférieurs à 3, nous opérons par simple substitution des deux lames. Pour les rapports plus grands, nous ajoutons un diaphragme de hauteur plus faible pour la mesure avec le quartz. Soit r_{λ} le rapport des intensités mesurées et D_{λ} ⁽¹⁾ le rapport

⁽¹⁾ Nous verrons plus loin pourquoi nous mettons D_{λ} au lieu de D.

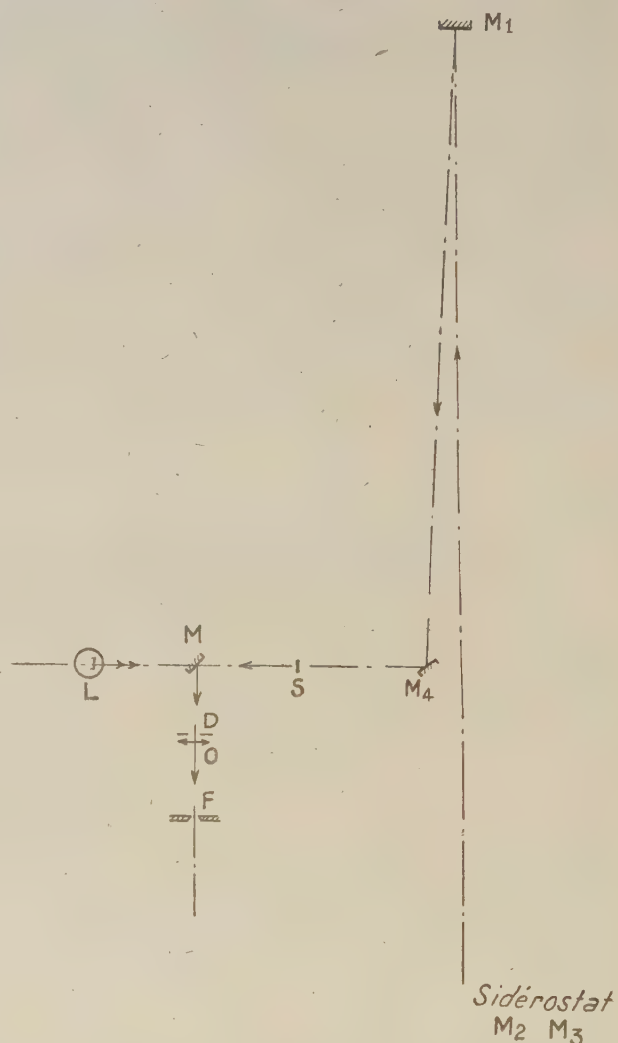


FIG. 14. — Montage pour la comparaison Soleil-lampe (voir figure. 12). Le CN est remplacé par S : image du Soleil donnée par le miroir concave M_1 .

d'affaiblissement du diaphragme. On a avec le filtre l'énergie $t_{\lambda F} I_{\lambda}$, avec le quartz $D_{\lambda} t_{\lambda Q} I_{\lambda}$. On mesure $r_{\lambda} = \frac{t_{\lambda F} I_{\lambda}}{D_{\lambda} t_{\lambda Q} I_{\lambda}}$ et on connaît D_{λ} on en déduit $t_{\lambda} = \frac{t_{\lambda F}}{t_{\lambda Q}}$.

La courbe finale $t_{\lambda}(\lambda)$ est représentée figure 15.

Rappelons maintenant que l'ouverture utilisée était d'environ $f/10$ au maximum. Dans ces conditions, le fait de changer de diaphragme modifie considérablement l'influence du chromatisme de la lentille.

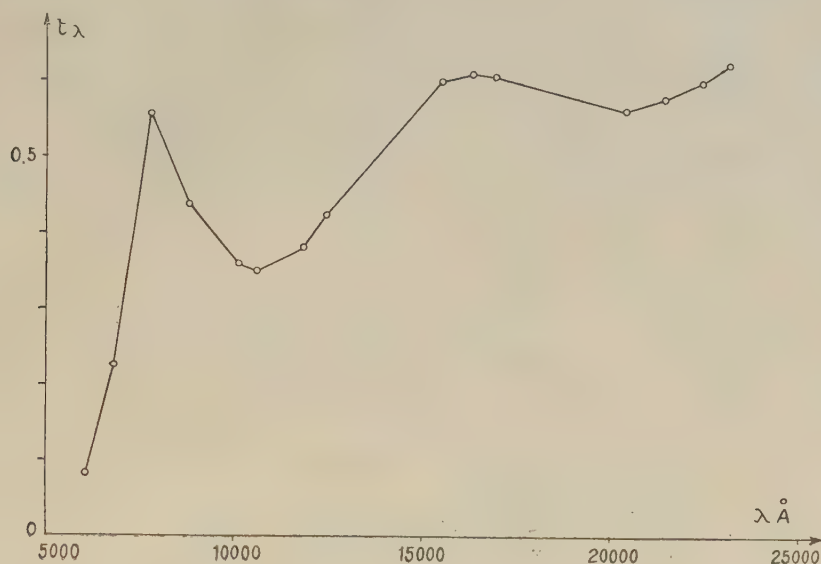


FIG. 15. — Facteur de transmission relative $t_{\lambda} = \frac{t_{\lambda F}}{t_{\lambda Q}}$.

En effet, avec le grand diaphragme (qui portait le n° 3) la tache de diffusion introduite par le chromatisme avait une dimension non négligeable devant celle de la fente, avec les petits diaphragmes (n° 11 et 12) elle était négligeable. Par conséquent, dans le cas de la mesure sur la lampe avec le grand diaphragme n° 3, on avait une perte de lumière variable avec la longueur d'onde. Il en résultait que $\frac{I_{(3)}}{I_{(11)}}$ était plus petit que le rapport des hauteurs des diaphragmes (3) et (11). Ce sont ces rapports $\frac{I_{\lambda(n)}}{I_{\lambda(p)}}$ que l'on appelle D_{λ} . On voit ici pourquoi on écrit D_{λ} au lieu de D .

Pour déterminer les D_{λ} nous avons utilisé la courbe de réponse du récepteur. Nous avons vu que celle-ci était rectiligne jusqu'à des elongations d'environ 21 cm. Si nous cherchons à construire cette courbe avec le montage dont il est question ici, nous constatons que la courbe s'incurve bien avant 21 cm et d'autant plus que la longueur d'onde est plus grande, figure 16. Prolongeons la partie rectiligne jusqu'à l'ordonnée égale à celle que l'on obtient avec le diaphragme n° 3 et projetons sur

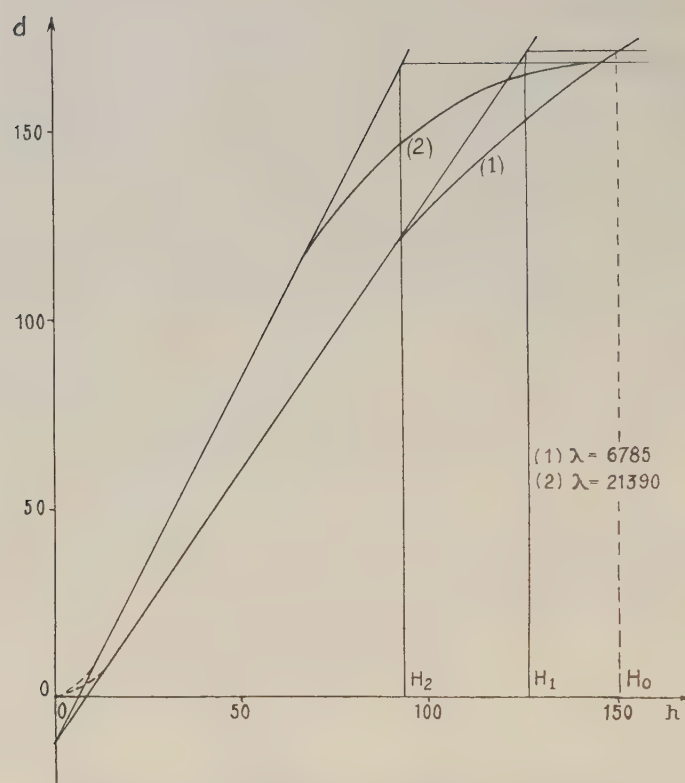


FIG. 16. — Définition des hauteurs apparentes :

OH_0 : hauteur réelle,

OH_1 : hauteur apparente pour $\lambda = 6\,785$,

OH_2 : hauteur apparente pour $\lambda = 21\,390$.

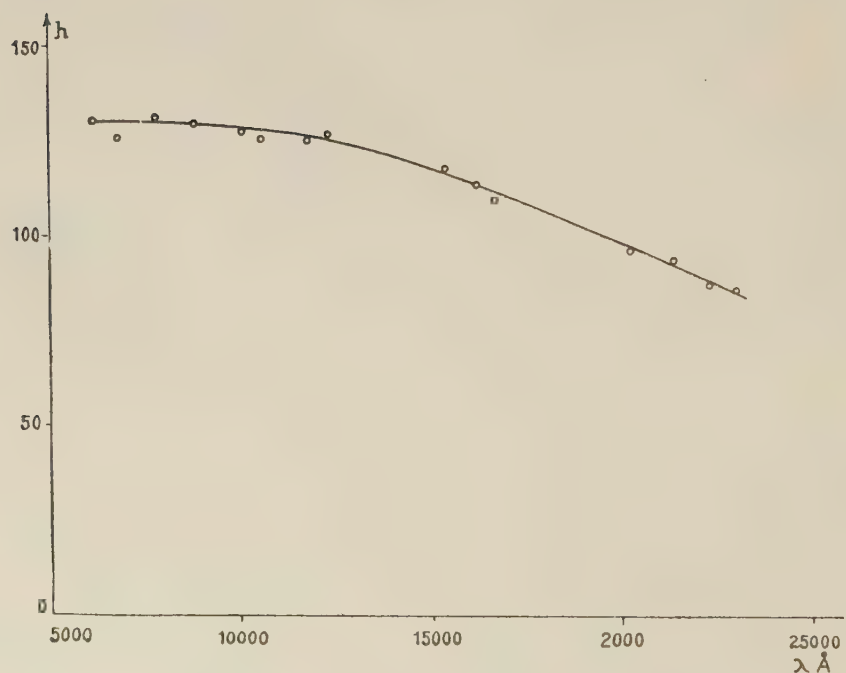


FIG. 17. — h : hauteurs apparentes du diaphragme n° 3 (unités arbitraires).

l'axe des abscisses le point obtenu. On en déduit une grandeur qui est en quelque sorte la « hauteur apparente » du diaphragme n° 3. Nous construisons la courbe de cette grandeur en fonction de λ , figure 17. En possession de cette courbe, nous déduisons facilement

$$D_{\lambda(3-11)} = \frac{I_{\lambda(3)}}{I_{\lambda(11)}} \quad \text{et} \quad D_{\lambda(3-12)} = \frac{I_{\lambda(3)}}{I_{\lambda(12)}}$$

les diaphragmes (11) et (12) introduisant des erreurs négligeables.

II. 10) MESURE DU FACTEUR DE RÉFLEXION DES MIROIRS. — Le système utilisé pour former l'image du Soleil comprenait les miroirs $M M_1 M_2 M_3 M_4$ (fig. 14). Le miroir M est utilisé aussi pour projeter l'image de la lampe. Il était donc indispensable de mesurer le facteur de réflexion de $M_1 M_2 M_3 M_4$. La figure 18 représente les montages utilisés. La figure 18 (a) donne le dispositif utilisé pour mesurer le miroir

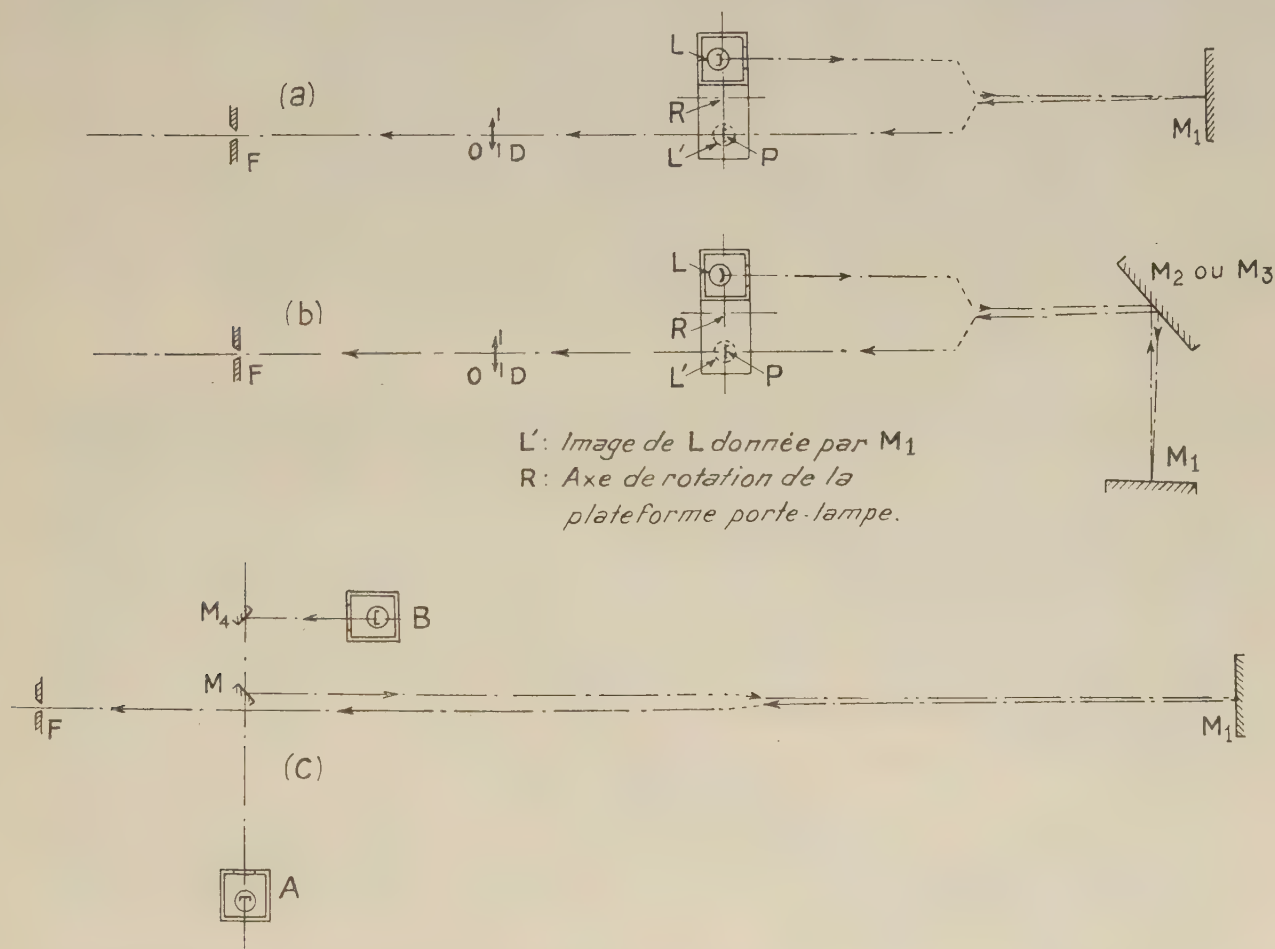


FIG. 18. — Montage pour la mesure des facteurs de réflexion des miroirs. (a) et (b) En faisant tourner la plate-forme porte-lampe autour de R on amène successivement en P la lampe L ou son image L' donnée par M_1 à son centre de courbure. (c) A et B sont au centre de courbure de M_1 ;

M tourne autour d'un axe perpendiculaire au plan de figure.

concave M_1 . La lampe est au centre de courbure du miroir. En faisant tourner la plate-forme porte-lampe, on peut avoir sur la fente du monochromateur :

soit l'image de la lampe donnée par la lentille ;

soit l'image de la lampe donnée par le miroir à son centre de courbure et reprise par la lentille.

Le rapport des mesures nous donne ρ_{M_1} facteur de réflexion de M_1 .

La figure 18 (b) représente la disposition utilisée pour mesurer le facteur de

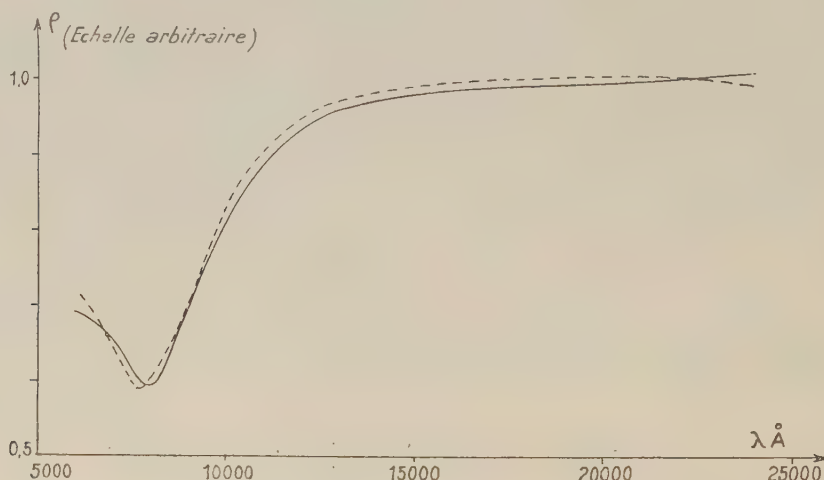


FIG. 19. — Facteurs de réflexion de l'ensemble des miroirs $M_1 M_2 M_3 M_4$.

----- courbe 1,
—— courbe 2.

réflexion des miroirs plans du sidérostas M_2 et M_3 . On place tour à tour chacun de ces deux miroirs dans une position telle qu'ils travaillent sous la même incidence que dans les observations solaires. Ici on mesure $\rho_{M_2}^2 \rho_{M_1}$ et $\rho_{M_3}^2 \rho_{M_1}$. Connaissant ρ_{M_1} on en déduit ρ_{M_2} et ρ_{M_3} . Ces dispositions ne convenaient pas pour M_4 trop petit. Nous avons adopté celle qui est représentée figure 18 (c). On a ici deux lampes à ruban A et B géométriquement peu différentes et situées toutes deux au centre de courbure du miroir concave. Le miroir M est plan et tourne autour d'un axe vertical. Pour une position de M, on reçoit sur la cellule $\rho_{M_1} \rho_M I_A$. Pour l'autre $\rho_{M_1} \rho_M I_B$.

On en déduit

$$a = \frac{\rho_{M_1} \rho_{M_4} \rho_M I_B}{\rho_{M_1} \rho_M I_A} = \rho_{M_4} \frac{I_B}{I_A}.$$

Si nous substituons les lampes l'une à l'autre, on peut mesurer $b = \rho_{M_4} \frac{I_A}{I_B}$ par multiplication on a

$$\rho_{M_4} = a \times b.$$

Nous pouvons maintenant connaître le facteur de réflexion de l'ensemble des 4 miroirs. On a

$$\rho = \rho_{M_1} \rho_{M_2} \rho_{M_3} \rho_{M_4}.$$

Sur la figure 19 sont représentés les résultats obtenus d'une part avant les observations, en juillet 1951 (courbe 1), et d'autre part en octobre 1951, après les observations (courbe 2). On voit que la variation est assez faible. Nous prendrons donc la moyenne ⁽¹⁾.

II. 11) DÉTERMINATION DE L'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE. — Afin d'appliquer la méthode de BOUGUER que nous rappelons plus loin, les enregistrements ont été effectués à différentes heures permettant ainsi de mesurer la variation de l'énergie reçue du Soleil en fonction de sa distance zénithale. Il ne nous était pas possible d'opérer la comparaison pour toutes les longueurs d'onde en une seule journée. Nous avons enregistré, tantôt les longueurs d'onde 6 785 — 7 805 — 8 830 — 10 080 — 10 590 — 11 780 — 12 380, tantôt les longueurs d'onde 12 380 — 15 460 — 16 230 — 16 760 — 20 290 — 21 390 — 22 410 — 23 100. On a ainsi un recoupement pour $\lambda = 12\,380$. Les mesures ont été faites pour 5 hauteurs du Soleil par jour. Nous avons bénéficié de 6 journées pendant lesquelles l'absorption atmosphérique a été suffisamment stable pour que les mesures puissent être retenues. Afin d'avoir un aperçu de la stabilité de la transmission atmosphérique au cours de la journée, nous avons utilisé un pyréliographe. Cet instrument enregistrait au cours de la journée l'énergie globale reçue du Soleil sur une pile thermo-électrique. Il nous est ainsi possible d'avoir une idée de la stabilité de l'atmosphère en considérant la forme et la régularité de la courbe obtenue.

II. 12) DÉPOUILLEMENT DES ENREGISTREMENTS ET RÉDUCTION DES MESURES. — Sur les enregistrements, nous mesurons les élongations correspondant à $\odot$ et à T. Nous leur appliquons la correction de zéro donnée par la courbe de réponse du récepteur, puis nous faisons le rapport. Nous obtenons ainsi la quantité $a_\lambda = \frac{k_\lambda I_{\lambda\odot} t_{\lambda F} \rho_\lambda}{D_\lambda I_{\lambda T} t_{\lambda Q}}$. Les définitions de $t_{\lambda F} t_{\lambda Q} D_\lambda$ et ρ_λ ont déjà été données, k_λ est le coefficient d'absorption atmosphérique à l'instant de la mesure. Nous ne mesurons pas

k_λ mais nous déterminons $a_{0\lambda} = \frac{I_{\lambda\odot} t_{\lambda F} \rho_\lambda}{D_\lambda I_{\lambda T} t_{\lambda Q}}$ par la méthode de BOUGUER. Connaissant la date et l'heure de l'observation, nous en déduisons par une méthode classique la distance zénithale ζ du Soleil. A l'aide des Tables de LINK [12], nous connaissons la masse d'air m . Il suffit de construire le graphique $\log a_\lambda$ en fonction de m . Cette relation est linéaire et nous extrapolons jusqu'à l'axe des $\log a_\lambda$. Nous obtenons ainsi $\log a_{0\lambda}$ d'où $a_{0\lambda}$. La figure 20 représente quelques droites obtenues.

Nous avons vu plus haut comment on détermine $\frac{I_{\lambda T}}{I_{\lambda \odot}}$ pour chaque journée

⁽¹⁾ En réalité, nous avons constaté une variation plus importante en valeur absolue (ternissement des miroirs). Cependant comme seule la variation en λ du facteur de réflexion nous intéresse, nous avons opéré une affinité convenable pour faire coïncider les courbes au mieux.

d'observation. Connaissant $a_{0\lambda}$ et $\frac{I_{\lambda T}}{I_{\lambda P}}$ nous déduirons $b_{0\lambda} = \frac{\rho_{\lambda} I_{\lambda \odot} t_{\lambda F}}{D_{\lambda} I_{\lambda P} t_{\lambda Q}}$ pour chacune de ces journées.

Il a été constaté que la variation de ρ_{λ} était faible dans le temps. En outre,

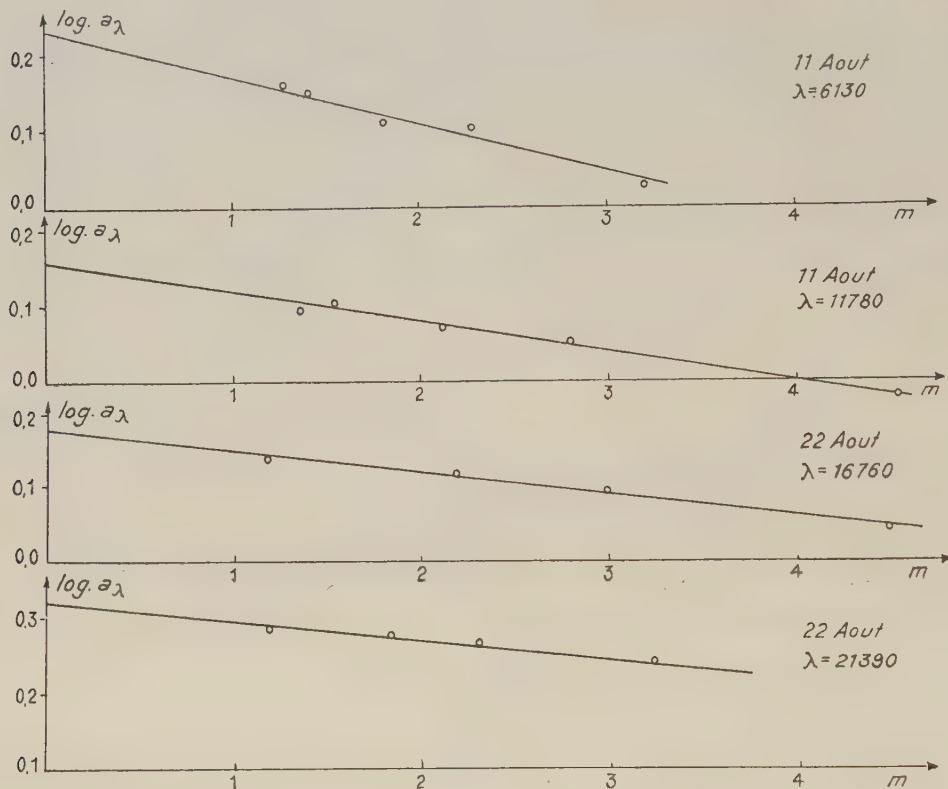


FIG. 20. — Quelques droites de BOUGUER.

nous pouvons admettre que D_{λ} et $\frac{t_{\lambda F}}{t_{\lambda Q}}$ sont invariables. Nous n'avons plus maintenant qu'à faire la moyenne $\bar{b}_{0\lambda}$ des $b_{0\lambda}$ pour chaque λ . Ensuite nous multiplions $\bar{b}_{0\lambda}$ par $\frac{D_{\lambda} t_{\lambda Q}}{\rho_{\lambda} t_{\lambda F}}$ et nous obtenons $\frac{I_{\lambda \odot}}{I_{\lambda P}}$. Nous opérons enfin le raccordement pour $\lambda = 12\,380 \text{ \AA}$ en effectuant une affinité convenable d'une des deux branches. Nous avons ainsi une courbe unique.

II. 13) DÉTERMINATION DE $I_{\lambda \odot}$ ET CONVERSION EN UNITÉS ABSOLUES. — Nous connaissons $\frac{I_{\lambda \odot}}{I_{\lambda P}}$ et $I_{\lambda P}$. Il est facile maintenant de prendre sur la courbe $I_{\lambda P}(\lambda)$ les points correspondant aux longueurs auxquelles les mesures de $\frac{I_{\lambda \odot}}{I_{\lambda P}}$ ont été faites. On en déduit aussitôt $I_{\lambda \odot}$ en valeurs relatives.

Pour la conversion en unités absolues (ergs par seconde, par cm^2 de surface solaire, par unité d'angle solide et pour $\Delta\lambda = 1 \text{ cm}$) nous utiliserons le travail de MULDER. Nous construisons les courbes $\log I_\lambda$ ⁽¹⁾ en fonction de λ correspondant aux données de MULDER et aux nôtres, puis nous cherchons par une translation convenable à les faire coïncider au mieux, figure 21. Nous constatons un important

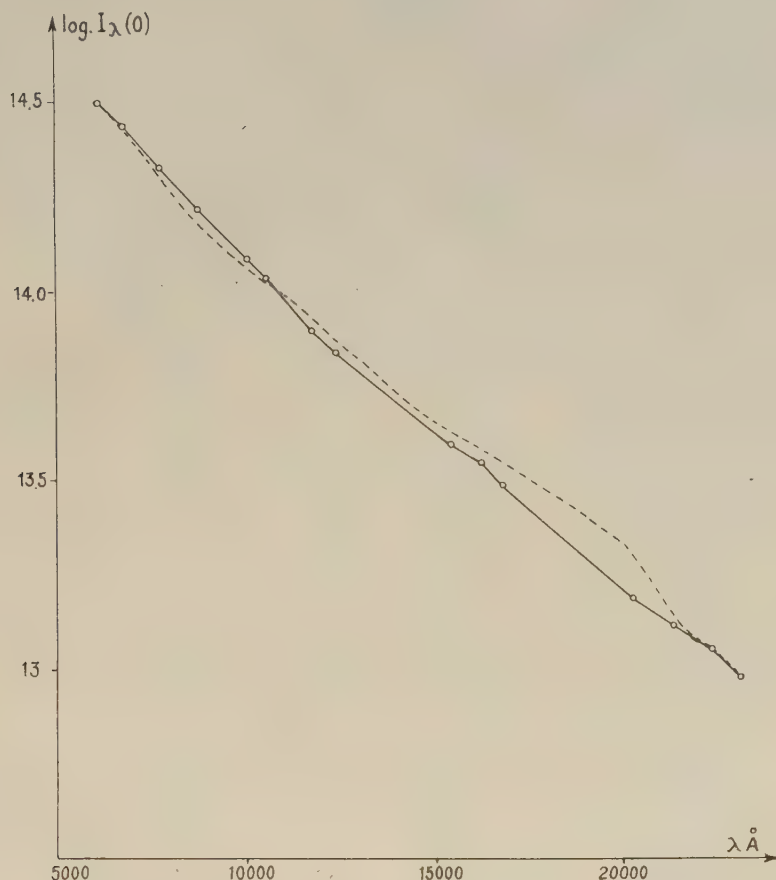


FIG. 21. — Répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire.

----- courbe de MULDER (déduite des mesures d'ABBOT, 1922).
 o—o—o mesures de l'auteur.

désaccord entre $1 \mu,5$ et $2 \mu,1$. Aussi nous pensons que le mieux est de faire coïncider les régions $0 \mu,67$ - $1 \mu,5$ et $2 \mu,1$ - $2,3 \mu$. Nous obtenons ainsi les résultats donnés par le tableau I.

Dans les applications de ces résultats, nous aurons à utiliser des longueurs d'onde différentes de celles qui ont été mesurées. Pour effectuer l'interpolation, il faut d'abord « lisser » les points en traçant une courbe qui passe au mieux entre ces

(¹) Nous adopterons souvent $\log I_\lambda$ au lieu de I_λ pour tracer les courbes car les I_λ varient dans un rapport de 1 à 20 environ dans le domaine étudié. La représentation en $\log I_\lambda$ donne des courbes plus lisibles.

points. Nous obtenons ainsi la figure 22 où nous avons représenté la courbe en trois branches à 3 échelles différentes. Le tableau 2 donne les valeurs brutes, aux longueurs d'onde pour lesquelles les mesures ont été faites, puis les valeurs lissées aux longueurs d'onde pour lesquelles avaient été faites les mesures d'assombrissement.

TABLEAU 2

Énergies au centre du disque solaire $I_{\lambda}(0)$.

(Ergs par sec., par cm^2 de surface solaire, par unité d'angle solide, pour $\Delta\lambda = 1 \text{ cm.}$)

	$I_{\lambda}(0) 10^{-14}$ VALEURS BRUTES	$I_{\lambda}(0) 10^{-14}$ VALEURS LISSÉES
6 130	3,17	
6 785	2,78	
6 790		2,78
7 805	2,14	
7 880		2,10
8 635		1,73
8 830	1,644	
10 080	1,230	
10 090		1,19
10 590	1,086	
10 800		1,00
11 780	0,791	
12 340		0,725
12 380	0,697	
12 920		0,650
14 870		0,460
15 410		0,410
15 460	0,402	
16 230	0,353	
16 550		0,328
16 760	0,306	
17 350		0,283
19 870		0,172
20 290	0,155	
20 860		0,143
21 390	0,133	
22 390		0,111
22 410	0,114	
23 100	0,096	
23 110		0,099

II. 14) CRITIQUE DE CES MESURES. — La critique principale est relative à l'abondance excessive des paramètres à mesurer. Malheureusement, nous pouvions difficilement faire autrement avec le matériel existant à moins de faire des hypo-

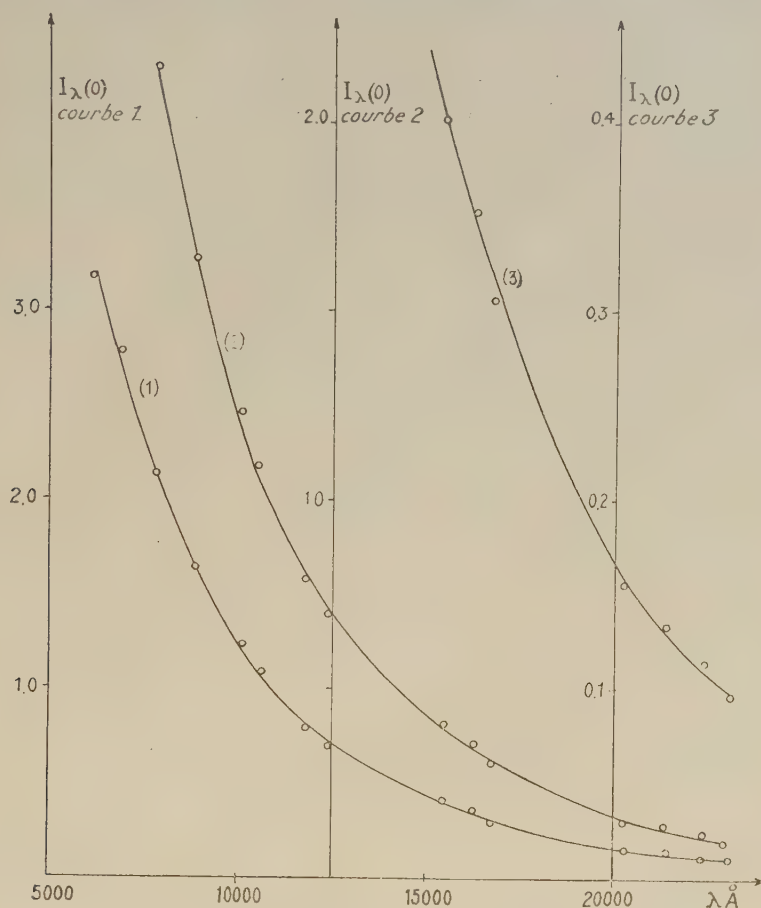


FIG. 22. — Répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire, lissage des points observés.

thèses hasardeuses. Nous avons vu (§ II. 8) pourquoi nous avons été obligés d'utiliser des lentilles plutôt que des miroirs, ce qui nous a introduit des difficultés dues au chromatisme. Il faudrait en outre posséder une source dont la stabilité dans le temps soit certaine afin d'éviter les comparaisons fréquentes.

Malgré cela, ces mesures semblent à retenir car elles confirment en les précisant celles d'ABBOT (1913).

En effet, nous avons reconsidéré la courbe d'énergie pour l'ensemble du disque solaire par ABBOT en 1913. On peut évaluer le rapport $\frac{I_{\lambda}(1913)}{I_{\lambda}(1922)}$ pour l'ensemble du disque. Puis connaissant les I_{λ} de MULDERs pour le centre du disque on peut, par multiplication, en déduire les I_{λ} qu'aurait obtenus MULDERs en utilisant les obser-

vations d'ABBOT de 1913. On obtient alors une courbe d'énergie qui n'est d'ailleurs définie que pour 6 points. Sur la figure 23 nous l'avons comparée à la nôtre comme sur la figure 21 en opérant une translation pour obtenir le meilleur accord. Nous voyons que l'accident signalé pour la courbe de MULDER'S n'existe plus. Il semble

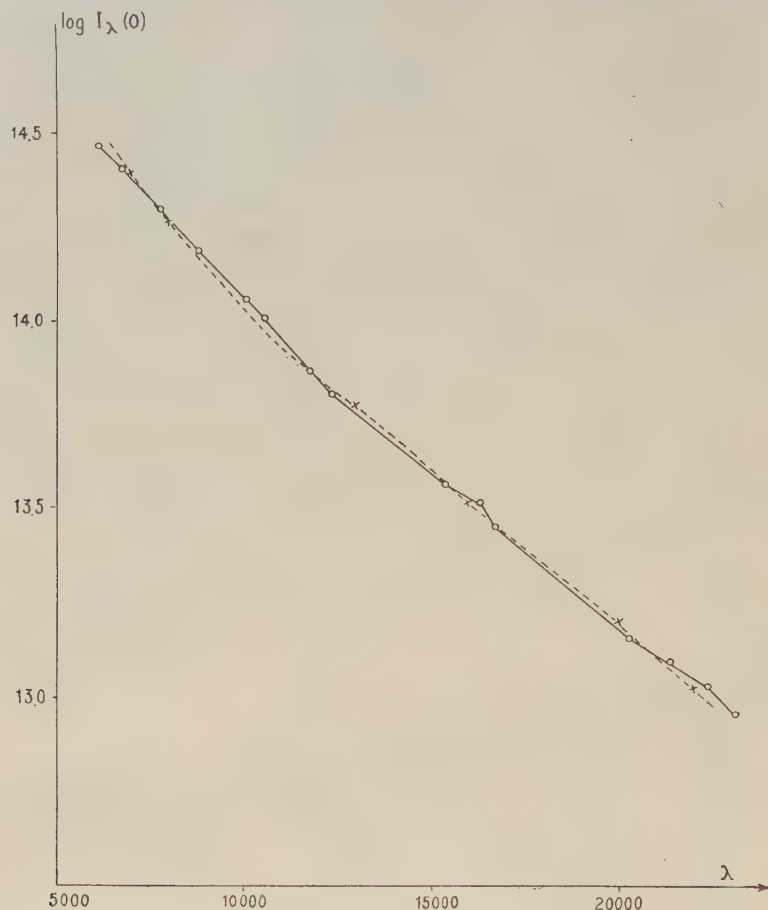


FIG. 23. — Répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire.
 - - - - - courbe déduite des mesures d'ABBOT (1913).
 o — o mesures de l'auteur.

donc que les premières mesures d'ABBOT soient, malgré les apparences (ancienneté), plus correctes que les secondes. En outre, notre courbe est définie par 15 points au lieu de 6. Il semble donc qu'à l'heure actuelle, et malgré les imperfections signalées, nos résultats soient les plus probables.

Il est toutefois nécessaire de reprendre les mesures en tenant compte des critiques qui viennent d'être faites et en opérant dans des conditions aussi différentes que possible : appareils spécialement étudiés et observations en haute montagne. Le choix d'une station élevée permettrait d'éviter les erreurs systématiques qui peuvent être introduites par l'atmosphère des stations de faible altitude. Ce travail sera entrepris dans un proche avenir.

TROISIÈME PARTIE

STRUCTURE DE LA PHOTOSPHÈRE SOLAIRE

La connaissance de la répartition de l'énergie entre le centre et le bord du disque solaire et en fonction de la longueur d'onde, nous permet d'atteindre diverses grandeurs intéressantes. Nous avons déjà cité (Introduction) les travaux de CHALONGE et KOURGANOFF sur l'opacité de la photosphère et le travail de BARBIER sur sa structure. D'autres travaux fort importants ont été publiés sur ce dernier sujet. Nous citerons en temps utile ceux qui semblent nécessaires à notre étude.

Nous possédons maintenant de nouvelles mesures d'assombrissement étendues plus près du bord et effectuées pour un plus grand nombre de longueurs d'onde que ne l'étaient celles d'ABBOT. Nous possédons en outre de nouvelles valeurs de la répartition spectrale de l'énergie au centre du disque, ces valeurs accusant certaines différences importantes avec celles de MULDER qui furent utilisées par les auteurs que nous venons de citer. Il est donc intéressant de voir quelles conséquences ces nouvelles données d'observation vont avoir sur notre connaissance de la photosphère solaire.

Nous étudierons d'abord l'opacité de la photosphère en vue de déterminer les absorbants responsables du fond continu dans le domaine spectral étudié. Nous verrons en particulier le rôle de H^- .

Nous essayerons ensuite de déterminer la pression et la pression électronique en fonction de la température. Pour cela, nous serons obligés de supposer connue la composition chimique du Soleil.

A) L'OPACITÉ DE LA PHOTOSPHÈRE SOLAIRE

III. A. 1) RAPPEL DES DÉFINITIONS ET MÉTHODE SUIVIE. — La plupart des auteurs caractérisent l'opacité de la photosphère par la profondeur optique τ_λ pour diverses longueurs d'onde d'une couche de température donnée.

Rappelons que l'on a

$$(1) \quad d\tau_\lambda = \kappa_\lambda \rho ds$$

avec κ_λ coefficient d'absorption par gramme.

ρ densité de la matière.

s profondeur géométrique comptée à partir de la surface vers le centre de l'astre.

Soit $I_\lambda(\theta)$ ⁽¹⁾ l'intensité pour la radiation λ du rayonnement continu émis par

(1) Nous avons déjà rappelé la définition de θ (I-10).

un point de la photosphère dans la direction de l'observateur. On sait [8] que l'on a

$$(2) \quad I_{\lambda}(\theta) = \int_0^{\infty} S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) e^{\frac{-\tau_{\lambda}}{\cos \theta}} \frac{d\tau_{\lambda}}{\cos \theta}.$$

$S_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ étant la « fonction source » de la photosphère pour la profondeur optique τ_{λ} .

Si l'on suppose que la loi de KIRCHOFF est valable (équilibre thermodynamique local) et si on néglige la diffusion on peut identifier $S_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ à la fonction de PLANCK $\mathcal{B}(T, \lambda)$.

On connaît par l'observation $I_{\lambda}(\theta)$. La résolution de l'équation intégrale (2) nous donnera $S_{\lambda}(\tau_{\lambda})$. En identifiant cette fonction à $\mathcal{B}(T, \lambda)$ on déduira la relation $\tau_{\lambda}(T)$.

On peut diviser les 2 membres de (2) par $I_{\lambda}(0)$. On obtient

$$(3) \quad \varphi_{\lambda}(\theta) = \int_0^{\infty} b_{\lambda}(\tau_{\lambda}) e^{\frac{-\tau_{\lambda}}{\cos \theta}} \frac{d\tau_{\lambda}}{\cos \theta}$$

avec

$$\varphi_{\lambda}(\theta) = \frac{I_{\lambda}(\theta)}{I_{\lambda}(0)} \quad \text{et} \quad b_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = \frac{S_{\lambda}(\tau_{\lambda})}{I_{\lambda}(0)}.$$

Pour résoudre (3), il suffit donc de connaître l'assombrissement $\varphi_{\lambda}(\theta)$.

Cette résolution est un des problèmes fondamentaux de l'étude de l'atmosphère solaire.

Une méthode fréquemment employée consiste à représenter $b_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ par une fonction analytique rendant compte des observations d'une façon satisfaisante. Si l'on adopte cette méthode, la principale difficulté du problème présent réside donc dans les choix de la formule devant représenter $b_{\lambda}(\tau_{\lambda})$.

III. A-2) CHOIX DE LA REPRÉSENTATION DE $b_{\lambda}(\tau_{\lambda})$. — Diverses représentations ont été proposées pour $b_{\lambda}(\tau_{\lambda})$. Nous avons essayé la suivante :

$$(4) \quad b_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = A_{\lambda} + B_{\lambda} \tau_{\lambda} + \frac{1}{2} C_{\lambda} \tau_{\lambda}^2$$

qui conduit à

$$(5) \quad \varphi_{\lambda}(\theta) = A_{\lambda} + B_{\lambda} \cos \theta + C_{\lambda} \cos^2 \theta.$$

Les coefficients A_{λ} , B_{λ} , C_{λ} sont déterminés par la méthode des moindres carrés à partir des données d'observation $\varphi_{\lambda}(\theta)$. Cette représentation a déjà été utilisée par CHALONGE et KOURGANOFF [8].

KOURGANOFF [13] a proposé

$$(6) \quad b_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = a_{\lambda} + b_{\lambda} \tau_{\lambda} + c_{\lambda} K_2(\tau_{\lambda}) + d_{\lambda} K_3(\tau_{\lambda})$$

$K_2(\tau_{\lambda})$ et $K_3(\tau_{\lambda})$ étant les fonctions intégréo-exponentielles définies par

$$K_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-ux}}{u^n} du$$

— dans ce cas on a, en posant $\cos \theta = \mu$ pour simplifier l'écriture

$$(7) \quad \varphi_{\lambda}(\mu) = a_{\lambda} + b_{\lambda}\mu + c_{\lambda} \left[1 - \mu \log_e \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right] + d_{\lambda} \left[\frac{1}{2} - \mu + \mu^2 \log_e \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right]$$

et les coefficients a_{λ} b_{λ} c_{λ} d_{λ} sont déterminés comme pour (5) par la méthode des moindres carrés.

En prenant pour $\varphi_{\lambda}(\theta)$ les résultats exposés dans la première partie de ce travail, nous avons essayé tout à tour (5) et (7) mais en limitant (7) au troisième terme, ce qui, comme nous le verrons, est suffisant. Les conclusions sont les suivantes. Avec (5), la somme des carrés des résidus est $\Sigma \varepsilon^2 = 0,00171$, avec (7) elle est $\Sigma \varepsilon^2 = 0,00079$.

Nous avons essayé ensuite (7) à 4 termes. Nous avons constaté que le coefficient d_{λ} était mal défini (erreur probable importante) et que les résidus étaient du même ordre que ceux donnés par la formule (7) à 3 termes. Par conséquent, il semble que cette dernière représentation soit la meilleure. C'est elle que nous avons adoptée.

TABLEAU 3

Coefficients a_{λ} b_{λ} c_{λ} pour la représentation de $\varphi_{\lambda}(\theta)$ par la formule (7) à 3 termes.

λ	a_{λ}	b_{λ}	c_{λ}
6 790	0,9302	0,2774	— 0,6618
7 880	0,9805	0,2139	— 0,6307
8 635	0,9695	0,2086	— 0,5600
10 090	1,0150	0,1611	— 0,5646
10 800	1,0546	0,1278	— 0,5770
12 340	1,1964	0,0399	— 0,7607
12 920	1,1537	0,0600	— 0,6859
14 870	1,2343	— 0,0047	— 0,7343
15 410	1,2109	0,0060	— 0,7000
16 550	1,2608	— 0,0342	— 0,7298
17 350	1,2571	— 0,0360	— 0,7119
19 870	1,2511	— 0,0346	— 0,7022
20 860	1,2800	— 0,0513	— 0,7360
22 390	1,3098	— 0,0785	— 0,7471
23 110	1,2314	— 0,0339	— 0,6257

III. A-3) DÉTERMINATION DE $b_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ AVEC NOS RÉSULTATS D'OBSERVATION. —

Les coefficients a_{λ} b_{λ} c_{λ} déterminés avec nos résultats d'observation et pour la formule (7) à 3 termes sont donnés tableau 3. Connaissant la fonction $K_2(\tau_{\lambda})$, nous avons ensuite calculé $b_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ pour les valeurs de τ_{λ} suivantes :

0.1 0.2 0.4 0.7 1.2 1.8

et pour toutes les longueurs d'onde mesurées.

Les résultats obtenus sont donnés par le tableau 4.

TABLEAU 4

$b_\lambda(\tau_\lambda)$ calculés à partir des observations de l'auteur.

$\lambda\tau_\lambda$	0,1	0,2	0,4	0,7	1,2	1,8
6 790	0,4797	0,6057	0,7835	0,9689	1,1896	1,3972
7 880	0,5462	0,6612	0,8205	0,9820	1,1671	1,3347
8 635	0,5858	0,6896	0,8348	0,9840	1,1576	1,3177
10 090	0,6232	0,7230	0,8595	0,9952	1,1456	1,2774
10 800	0,6505	0,7489	0,8810	1,0086	1,1428	1,2564
12 340	0,6508	0,7676	0,9161	1,0456	1,1598	1,2311
12 920	0,6641	0,7719	0,9106	1,0346	1,1494	1,2282
14 870	0,7033	0,8118	0,9465	1,0585	1,1471	1,1900
15 410	0,7057	0,8102	0,9407	1,0507	1,1403	1,1875
16 550	0,7301	0,8349	0,9629	1,0655	1,1387	1,1636
17 350	0,7392	0,8411	0,9655	1,0647	1,1348	1,1576
19 870	0,7403	0,8410	0,9639	1,0620	1,1316	1,1545
20 860	0,7431	0,8471	0,9729	1,0712	1,1366	1,1518
22 390	0,7621	0,8651	0,9875	1,0793	1,1326	1,1320
23 110	0,7759	0,8653	0,9742	1,0607	1,1212	1,1399

III. A-4) DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE A L'AIDE DE NOS $I_\lambda(0)$ ET DE NOS $\varphi_\lambda(\theta)$. — Considérons la relation (6) à 3 termes, on voit que l'on a

$$b_\lambda(\tau_\lambda = 0) = a_\lambda + c_\lambda \quad K_2(\theta) = 1.$$

Or on a

$$S_\lambda(\tau_\lambda = 0) = I_\lambda(0) \times b_\lambda(\tau_\lambda = 0).$$

On a ainsi la fonction source à la surface d'où la température de surface. Les résultats sont présentés sur le tableau 5. La valeur moyenne est $T_0 = 4\,530^\circ$ avec un écart moyen $\pm 90^\circ$. On voit que dans l'ensemble la dispersion des valeurs individuelles par rapport à la valeur moyenne n'est pas trop considérable. En utilisant les $I_\lambda(0)$ de MULDERs et les $\varphi_\lambda(\theta)$ d'ABBOT, CHALONGE-KOURGANOFF [8] et BARBIER [10] avaient constaté une variation importante de T_0 avec λ . Cette variation a disparu. Elle était due en grande partie à la mauvaise qualité des $I_\lambda(0)$ de MULDERs.

Il ne faut pas toutefois trop s'illusionner sur la qualité du résultat trouvé. En effet, nos mesures sont encore bien éloignées du bord solaire et l'extrapolation opérée par la formule (6) est assez imprécise.

Néanmoins, nous aurons à employer fréquemment la valeur $T_0 = 4\,530$. En général, une erreur même assez grande sur T_0 a peu d'importance. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point.

TABLEAU 5

Température de surface déterminée à partir des observations de l'auteur.

λ	T_0	λ	T_0	λ	T_0
6 790	4 481	12 340	4 390	17 350	4 657
7 880	4 558	12 920	4 494	19 870	4 457
8 635	4 638	14 870	4 618	20 860	4 351
10 090	4 589	15 410	4 610	22 390	4 340
10 800	4 603	16 550	4 638	23 110	4 490

Rappelons les précédentes tentatives pour déterminer T_0 à partir des mesures sur le spectre continu.

A partir des $\varphi_\lambda(\theta)$ d'ABBOT représentés par des polynômes à 3 constantes, CHALONGE et KOURGANOFF ont trouvé 4 900°. En partant des mêmes $\varphi_\lambda(\theta)$ mais avec une représentation par des polynômes à 4 constantes, BARBIER a trouvé 4 820°. Toujours avec les mêmes $\varphi_\lambda(\theta)$ et la représentation (7) à 4 constantes, KOURGANOFF a trouvé 4 900°. L'écart entre ces valeurs de T_0 et celle que nous avons trouvée tient surtout au fait que nos mesures vont beaucoup plus près du bord solaire que celles d'ABBOT. Il semble même que des mesures effectuées encore plus près du bord conduisent à une température légèrement plus basse que celle déterminée par nous. En effet, en mesurant jusqu'à $\cos \theta = 0,01$, mais pour une seule longueur d'onde, P. TEN BRUGGENCATE, H. GOLLNOW et F. W. JAGER [14] ont trouvé $T_0 = 4 400^\circ$.

III. A-5) DÉTERMINATION DE $\tau_\lambda(T)$ AVEC LES $I_\lambda(0)$ DE MULDER ET AVEC LES NÔTRES. — Nous avons calculé les $\tau_\lambda(T)$ avec les $I_\lambda(0)$ de MULDER et avec les nôtres pour montrer les différences importantes qui résultent des écarts entre les données d'observation.

Nous avons présenté $\tau_\lambda(T)$ comme l'on fait CHALONGE et KOURGANOFF, c'est-à-dire sous la forme d'isothermes.

Pour cela nous avons multiplié λ par λ les $b_\lambda(\tau_\lambda)$ précédemment calculés pour les $I_\lambda(0)$ observés. Nous avons ainsi obtenu les $S_\lambda(\tau_\lambda)$. En identifiant ces fonctions-

sources à la fonction de PLANCK $\beta(T, \lambda) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$ soit avec les valeurs actuellement

les plus probables de C_1 et C_2

$$\beta(\lambda, T) = \frac{11.8 \lambda^{-5}}{10^{\frac{6219}{\lambda T}} - 1}$$

nous avons déterminé les températures correspondant aux λ et aux τ_λ . Nous avons alors construit les courbes τ_λ en fonction de T puis graphiquement (ce qui est suffi-

samment précis), nous avons alors obtenu les τ_λ correspondant aux températures :

$$5\,000^\circ \quad 5\,500^\circ \quad 6\,000^\circ \quad 6\,500^\circ.$$

TABLEAU 6

Valeurs de τ_λ déterminées à partir des $I_\lambda(0)$ de l'auteur
 $\varphi_\lambda(0)$ —

λ	T = 5 000°	5 500°	6 000°	6 500°
6 790	0,07	0,24	0,58	1,20
7 880	0,07	0,25	0,61	1,32
8 635	0,07	0,25	0,65	1,32
10 090	0,07	0,27	0,66	1,47
10 800	0,07	0,26	0,65	1,49
12 340	0,07	0,23	0,49	1,14
12 920	0,07	0,21	0,46	1,03
14 870	0,04	0,13	0,30	0,63
15 410	0,04	0,15	0,32	0,66
16 550	0,03	0,12	0,29	0,61
17 350	0,04	0,12	0,28	0,58
19 870	0,06	0,17	0,37	0,82
20 860	0,08	0,20	0,42	0,96
22 390	0,08	0,20	0,42	1,00
23 110	0,07	0,21	0,47	1,45

(Les τ_λ correspondant aux températures plus grandes semblent assez mal définis). Les résultats sont donnés par le tableau et les figures 24 et 25 (points et courbes en traits pleins). Nous voyons tout de suite combien les 2 réseaux de courbes obtenus avec les $I_\lambda(0)$ de MULDERs et avec les nôtres sont différents. Les écarts ne sont pas très considérables jusqu'à 12 000 Å mais pour les longueurs d'onde plus grandes les courbes n'ont qu'une vague ressemblance. A noter surtout la position et l'ordonnée du minimum.

III. A-6) INCIDENCE DES $I_\lambda(0)$ SUR LES τ_λ . — Nous avons calculé l'écart en τ_λ qui correspond à un écart en $I_\lambda(0)$ de 1 %. Pour cela, nous avons volontairement modifié $I_\lambda(0)$ de 1 % et calculé les τ_λ correspondant à la température 6 500°. Les résultats sont rassemblés sur le tableau 7. Nous voyons qu'on ne peut pas escompter une grosse précision sur les τ_λ .

TABLEAU 7

Écarts en % sur les τ_λ correspondant à un écart de 1 % sur $I_\lambda(0)$ pour T = 6 500°.

6 790	8 635	12 340	17 350	20 860	23 110
2	3	4	5	8	9

Il ya lieu de remarquer que la même erreur (1 %) sur $\varphi_\lambda(\theta)$ introduit des erreurs du même ordre sur les τ_λ . En comparant les τ_λ déterminés à partir des $\varphi_\lambda(\theta)$ et des $I_\lambda(0)$, on a pu penser que les $I_\lambda(0)$ avaient une plus grande importance. Cela tient au fait que dans l'ensemble les $\varphi_\lambda(\theta)$ sont assez cohérents entre les différents auteurs (écarts 1 à 2 %) tandis que les $I_\lambda(0)$ accusent des écarts allant jusqu'à 20 %.

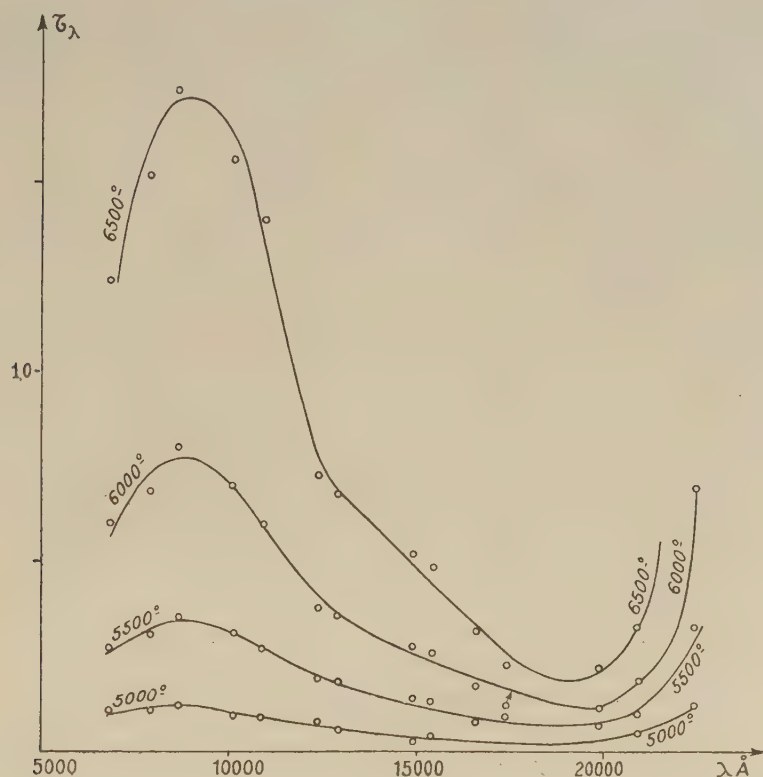


FIG. 24. — Variations de τ_λ en fonction de λ en utilisant :

les $I_\lambda(0)$ de MULDERs,
les $\varphi_\lambda(\theta)$ de l'auteur.

III. A-7) DÉTERMINATION DU RÔLE DE L'ION NÉGATIF HYDROGÈNE DANS LA PHOTOSPHÈRE SOLAIRE. — Pour déterminer le rôle de l'ion H^- dans la photosphère solaire, nous avons suivi une méthode proposée par CHALONGE [9]. Selon cette méthode, on suppose que H^- est l'absorbant unique dans la photosphère et on le vérifie ensuite. Si cela est, et si $k_\lambda(T)$ est le coefficient d'absorption donné par CHANDRASEKHAR et BREEN [7] on doit avoir

$$(8) \quad \frac{d\tau_\lambda}{dT} = a_T k_\lambda(T)$$

a_T étant un coefficient qui ne dépend que de T et non de λ . On a en effet $d\tau_\lambda =$

$\kappa_\lambda \rho ds$ (κ_λ coefficient d'absorption par gramme). Posons $\frac{\kappa_\lambda}{k_\lambda} = K$ ce coefficient ne dépend pas de λ (sa signification est donnée plus loin (III. B-1), par suite

$$\frac{d\tau_\lambda}{dT} = \rho K k_\lambda \frac{ds}{dT} \quad \text{d'où} \quad a_T = \rho K \frac{ds}{dT}$$

qui est évidemment indépendant de λ .

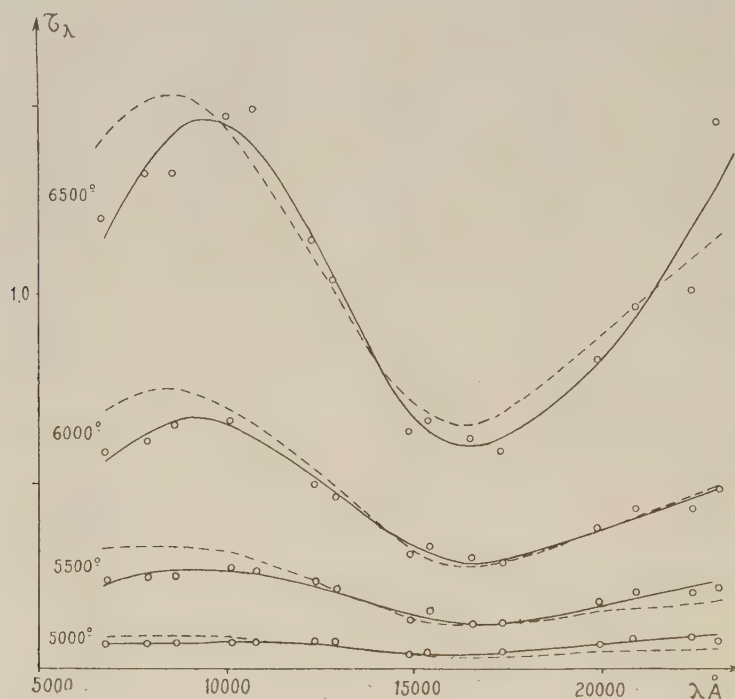


FIG. 25 — Variations de τ_λ en fonction de λ en utilisant

les $I_\lambda(0)$ de l'auteur
les $\varphi_\lambda(\theta)$ de l'auteur.

o ——— o courbe empirique

----- courbe théorique obtenue en utilisant les coefficients d'absorption de H^- donnés par CHANDRA-SEKHAR et BREEN.

Par conséquent, si nous déterminons $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ à partir des valeurs vues plus haut, on peut construire pour diverses valeurs de T les graphiques $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ en fonction de $k_\lambda(T)$,

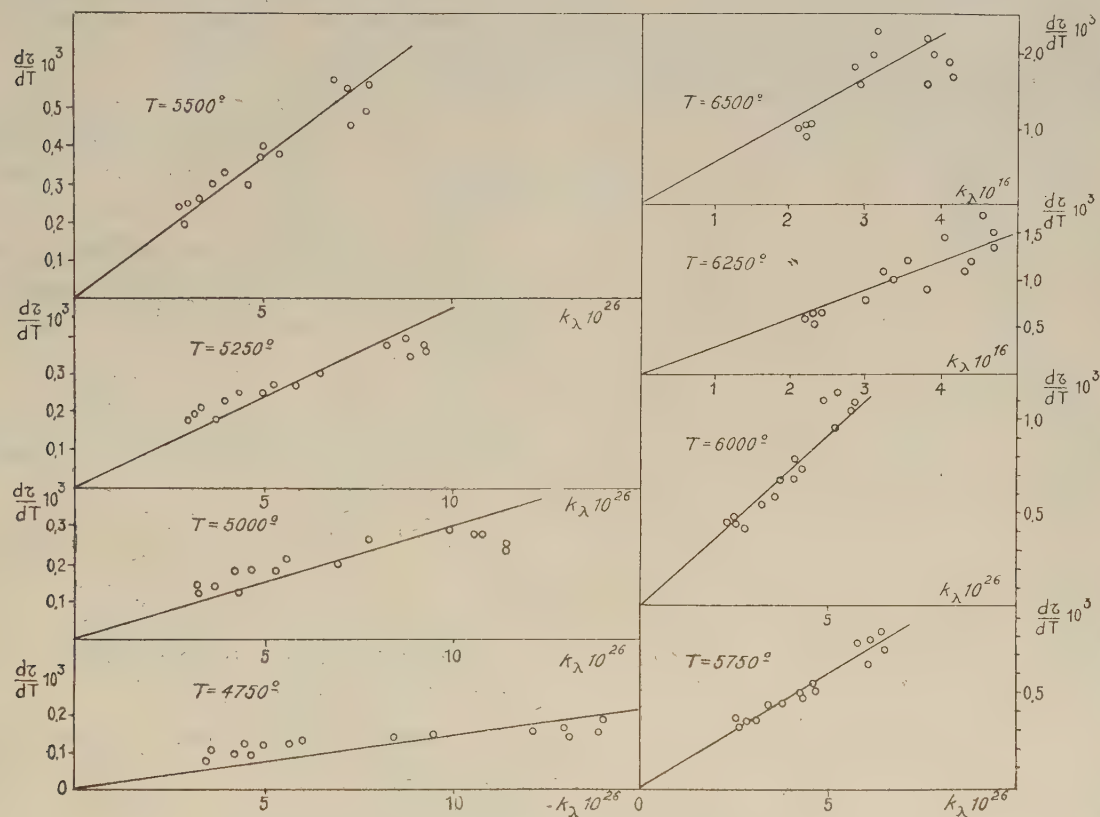
la longueur d'onde λ étant le paramètre commun aux deux fonctions. Si H^- est l'absorbant unique, on doit obtenir des droites passant par l'origine. Nous avons dérivé graphiquement les courbes $\tau_\lambda(T)$. Ceci nous a semblé assez précis : en effet l'erreur commise ainsi nous a paru négligeable devant l'incertitude due aux données d'observation (et peut-être au mode de représentation choisi pour $b_\lambda(\tau_\lambda)$). Nous

avons obtenu ainsi les graphiques représentés figure 26. Nous voyons que la dispersion est assez grande, mais nous pouvons néanmoins tracer des droites passant par l'origine et ainsi déterminer les a_T qui sont rassemblés sur le tableau 8.

TABLEAU 8

Valeurs des coefficients $a_T = \frac{1}{k_\lambda} \frac{d\tau_\lambda}{dT}$.

T	4 750	5 000	5 250	5 500	5 750	6 000	6 250	6 500
$a_T 10^{23}$	0,014	0,030	0,048	0,075	0,122	0,181	0,298	0,504

FIG. 26. — Détermination des coefficients a_T .

De (8) on tire

$$(9) \quad \tau_\lambda(T) = \int_{T_0}^T a_T k_\lambda(T) dT.$$

Cette relation nous permet de calculer la profondeur optique d'une couche de température T dans une atmosphère où H^- serait l'absorbant unique. Nous adopterons $T_0 = 4\,500^\circ$. Nous voyons ici qu'une erreur assez grande sur T_0 ne change presque pas les τ_λ car les a_T décroissent très vite avec la température.

Nous avons procédé aux intégrations (9) graphiquement et ainsi nous avons

obtenu les $\tau_\lambda(T)$ représentés sur la figure 25 (courbes en traits pointillés). Nous constatons que les écarts entre les deux séries de courbes (empiriques et théoriques) ne sont pas trop considérables.

Par conséquent, dans l'état actuel de nos connaissances, nous pouvons considérer que l'accord entre la théorie et l'observation est réalisé dans d'assez bonnes

conditions. Il en résulte que pour l'instant nous pouvons considérer H^- comme l'absorbant unique entre 6 700 Å et 23 000 Å. Cette conclusion, déjà en partie vérifiée par CHALONGE et KOURGANOFF, semble maintenant exacte quantitativement.



FIG. 27.

τ_{5000} selon DE JAGER o—o et l'auteur x—x.

III. A-8) DÉTERMINATION DE $T(\tau_{5000})$. — Divers auteurs caractérisent l'opacité de la photosphère solaire par la relation entre la température et la profondeur optique pour la longueur d'onde 5 000 Å. Nous avons déterminé $T(\tau_{5000})$ de la façon suivante. Connaissant les a_T ci-dessus déterminés, nous avons calculé les expressions

$$\tau_{5000}(T) = \int_{4500}^T a_T k_\lambda(T) dT \quad \text{pour } \lambda = 5000 \text{ Å}$$

$k_{5000}(T)$ étant le coefficient d'absorption de H^- donné par CHANDRASEKHAR et BREEN.

Les résultats sont représentés figure 27. Nous avons en même temps figuré la relation $\tau_{5000}(T)$ trouvée par DE JAGER [15] à partir de son modèle déduit d'observations d'un genre différent des nôtres. Nous constatons que dans l'ensemble l'accord est

satisfaisant. Notre courbe semble être en quelque sorte une courbe moyenne tracée sur celle de DE JAGER. En admettant que les ondulations de la courbe de DE JAGER soient réelles, nous n'aurions d'ailleurs pas pu les mettre en évidence. En effet, la méthode utilisée pour représenter $\varphi_\lambda(\theta)$ a pour effet de supprimer de telles ondulations. Nous pouvons donc considérer l'accord comme satis-

faisant. Ceci justifie la conclusion donnée au paragraphe I. 11. En outre, ceci montre que H^- a encore le rôle prépondérant comme absorbant dans la photosphère solaire pour $\lambda = 5\,000\text{ \AA}$, tout au moins pour les couches assez superficielles.

B) CALCUL DE LA PRESSION ET DE LA PRESSION ÉLECTRONIQUE.

III. B-1) MÉTHODE PROPOSÉE ET CALCUL DE LA PRESSION. — Dans le calcul de la pression et de la pression électronique, nous avons employé les a_T qui ont été déterminés ci-dessus. Rappelons diverses relations connues.

On a

$$(10) \quad \frac{d\tau_\lambda}{dT} = a_T k_\lambda$$

k_λ coefficient d'absorption de H^- par atome de H neutre et par unité de pression électronique.

$$(11) \quad \frac{d\tau_\lambda}{ds} = \kappa_\lambda \rho$$

définition de la profondeur optique.

κ_λ coefficient d'absorption par gramme.

$$(12) \quad \frac{dp}{ds} = g \rho$$

équation de l'équilibre hydrostatique.

g étant la gravité à la surface du Soleil.

On tire de ces relations :

$$(13) \quad \frac{dp}{dT} = g a_T \frac{k_\lambda}{\kappa_\lambda}$$

$\frac{k_\lambda}{\kappa_\lambda}$ est indépendant de la longueur d'onde.

En effet, soit

N_H le nombre d'atomes d'H par cm^3

N_{He} le nombre d'atomes d'He par cm^3

m_H la masse de l'atome de H

m_{He} la masse de l'atome de He.

On a par cm^3 et pour une couche donnée

$$(14) \quad k_\lambda p_e N_H = \kappa_\lambda (m_H N_H + m_{He} N_{He}) \quad (1)$$

Nous avons négligé la contribution des métaux à la masse d'un cm^3 .

(1) En réalité on a :

$$k_\lambda p_e N_{H \text{ neutre}} = \kappa_\lambda [m_H (N_{H \text{ neutre}} + N_{H \text{ ionisé}}) + m_{He} N_{He}]$$

mais $\frac{N_{H \text{ neutre}}}{N_{H \text{ ionisé}}} = \frac{p_e}{p}$ et d'après les modèles existants $10^{-3} < \frac{p_e}{p} < 10^{-4}$ nous le négligeons, d'où (14).

On en déduit

$$(15) \quad \frac{k_\lambda}{\kappa_\lambda} = \frac{m_H N_H + m_{He} N_{He}}{p_e N_H}.$$

Nous allons maintenant commencer à faire intervenir la composition chimique du Soleil. Selon UNSÖLD [16] on a

$$\frac{N_H}{N_{He}} \simeq 5$$

l'équation (15), devient

$$(16) \quad \frac{k_\lambda}{\kappa_\lambda} = \frac{1,80 m_H}{p_e} \quad \text{car } m_{He} = 4 m_H$$

de (13) et de (16) on déduit

$$(17) \quad \frac{dp}{dT} = 1,80 g m_H \frac{a_T}{p_e}$$

p_e est fonction de p et de T .

TABLEAU 9

Valeur de $\log p_e(p, T)$ selon A. M. Rosa

og $p \mid T$	4 500	4 750	5 000	5 250	5 500	5 750	6 000	6 250	6 500
3	— 0,78	— 0,73	— 0,60	— 0,43	— 0,22	0,00	0,24	0,49	
3,4	— 0,43	— 0,35	— 0,28	— 0,14	0,06	0,26	0,48	0,71	
3,8	— 0,10	0,00	0,05	0,13	0,31	0,50	0,71	0,92	
4,0	0,05	0,17	0,24	0,32	0,43	0,62	0,83	1,05	1,25
4,2	0,19	0,32	0,42	0,49	0,59	0,76	0,95	1,15	1,36
4,4	0,33	0,48	0,60	0,67	0,75	0,90	1,09	1,28	1,46
4,6	0,46	0,62	0,75	0,84	0,92	1,04	1,20	1,38	1,57
4,8	0,60	0,78	0,92	1,01	1,08	1,18	1,34	1,51	1,68
5,0	0,74	0,91	1,06	1,17	1,25	1,33	1,46	1,63	1,81
5,1	0,81	0,99	1,14	1,26	1,33	1,42	1,55	1,72	1,88
5,2	0,88	1,06	1,21	1,33	1,42	1,50	1,62	1,77	1,94

A partir du mélange d'UNSÖLD [16] Anne-Marie ROSA [17] a calculé les relations $p(T)$ pour différents p_e . Nous pouvons en déduire par interpolation les valeurs de p_e pour différents p et T . Les résultats sont donnés tableau 9. Nous pouvons maintenant présenter l'équation différentielle (17) sous la forme d'un tableau à double entrée donnant $\frac{dp}{dT}$ pour différentes valeurs de p et de T . La résolution est aisée par une méthode de calcul numérique. Nous avons suivi la méthode de RUNGE-KUTTA dont la technique est exposée par H. MINEUR dans [18]. Nous avons constaté que la méthode « avec deux approximations » et la méthode « avec 4 approximations » donnaient des résultats pratiquement identiques. Les résultats exposés tableau 10

TABLEAU 10

Pression et pression électronique en fonction de la température.

T	P _{baryes}	P _e baryes
4 750	16 400	2,0
5 000	30 000	4,4
5 250	44 000	7,0
5 500	57 000	10,9
5,750	72 000	17,7
6 000	87 000	26,3
6 250	101 000	43,2
6 500	115 000	73,1

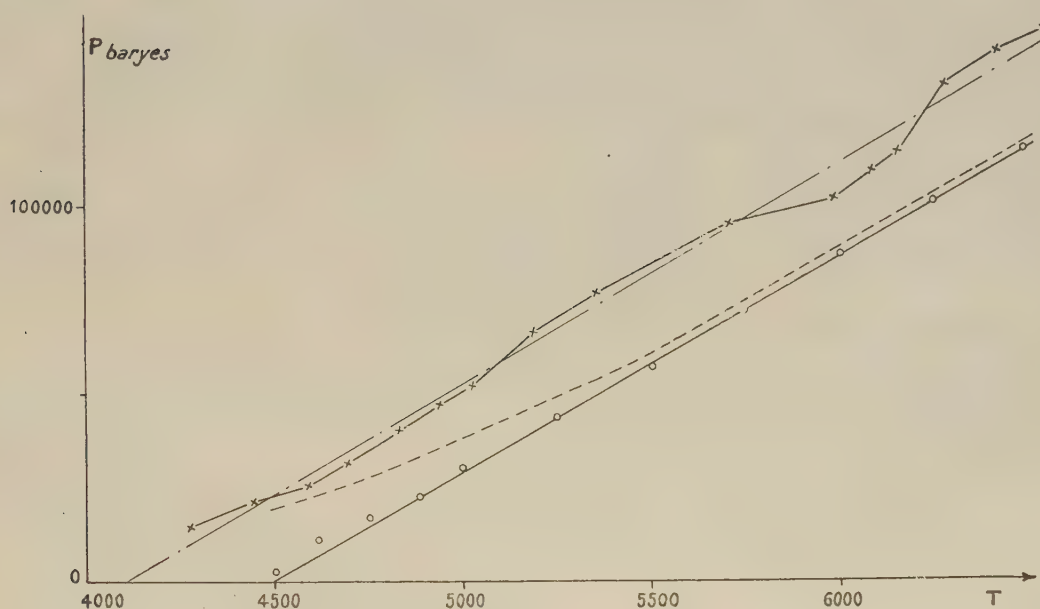


FIG. 28. — Relations entre la température et la pression dans l'atmosphère solaire.

x — x selon DE JAGER,

o — o selon l'auteur,

----- selon l'auteur en changeant les conditions initiales.

et figure 28 en montrent la raison. En effet, nous constatons que la relation $p = f(T)$ se représente pratiquement par une droite. Par conséquent, il est évident que la méthode « avec 2 approximations » doit donner des résultats aussi précis que la méthode « avec 4 approximations ».

Notre fonction $p = f(T)$ peut donc être représentée par la relation linéaire suivante :

$$(18) \quad p = 57T - 260\,000$$

tout au moins pour $4\,500^\circ < T < 6\,500^\circ$.

III. B-2) CALCUL DE LA PRESSION ÉLECTRONIQUE. — D'après (17) on a

$$(19) \quad p_e = \frac{1,80 \, g m_H a_T}{\frac{dp}{dT}}.$$

Mais $\frac{dp}{dT} = C^{\text{te}} = 57$ donc p_e est proportionnelle aux coefficients a_T . Les valeurs de p_e trouvées sont données tableau 10, 3^e colonne.

III. B-3) COMPARAISON DE NOTRE MODÈLE $p(T)$ ET $p_e(T)$ A CELUI DE JAGER. — DE JAGER a établi à partir de l'observation des profils de raies de l'hydrogène un modèle $p(T)$ et $p_e(T)$ [15]. Nous avons porté les résultats trouvés par lui sur la figure 28. Nous voyons que dans l'ensemble son modèle ne s'éloigne pas trop d'une relation linéaire $p(T)$ mais nous constatons que toutes les pressions trouvées par lui sont d'environ 25 000 baryes plus élevées que les nôtres. On pourrait penser qu'il s'agit d'une erreur commise par nous sur les conditions initiales ($p \simeq 0$; $T = 4\,500^\circ$). Pour juger la valeur de cette hypothèse, nous avons résolu l'équation (17) avec, comme conditions initiales, $T = 4\,500^\circ$ $p = 20\,000$ baryes. Nous avons obtenu la courbe en traits pointillés, figure 28.

Nous voyons qu'après une zone de transition due au changement des conditions initiales, la nouvelle courbe tend à revenir à l'ancienne. Donc l'hypothèse que nous venons d'indiquer n'est pas satisfaisante. Par conséquent, notre modèle semble dépendre assez peu des conditions initiales.

D'un autre côté, à partir de son modèle DE JAGER a calculé $I_\lambda(0)$ et $\varphi_\lambda(\theta)$ dans la région spectrale observée par nous [15]. Il a trouvé un accord très satisfaisant. Il faut donc chercher dans une autre région spectrale observée les conséquences de nos désaccords. Ceux-ci étant proportionnellement beaucoup plus importants pour les faibles températures, nous devons faire appel à des longueurs d'onde où l'absorption est considérable, c'est-à-dire où les régions superficielles de la photosphère ont une influence prépondérante. Or A. K. PIERCE, R. R. Mc MATH, L. GOLDBERG et O. C. MOHLER [19] ont effectué des observations pour $\lambda = 3\,\mu,5$; $8\,\mu,3$ et $10\,\mu,2$ et dans ces régions le coefficient d'absorption prévu par CHANDRASEKHAR et BREEN est considérable. D'un autre côté, DE JAGER a comparé les $\varphi_\lambda(\theta)$ calculés à partir de son modèle pour ces longueurs d'onde et a trouvé des désaccords fort importants avec les observations. Nous avons effectué la même comparaison de la façon suivante. De (11) et (12) on tire

$$(20) \quad \frac{dp}{d\tau_\lambda} = \frac{g}{\kappa_\lambda}.$$

D'après (18) on a

$$\frac{dp}{dT} = 57.$$

On en déduit

$$(21) \quad \tau_\lambda = \frac{57}{g} \int_{T_0}^T \kappa_\lambda(T) dT.$$

D'après la relation (2) et les hypothèses du paragraphe (III. A-1), on a

$$I_{\lambda}(\theta) = \int_0^{\infty} \mathcal{B}_{\lambda}(T) e^{\frac{-\tau_{\lambda}}{\cos \theta}} \frac{d\tau_{\lambda}}{\cos \theta}$$

avec T fonction de τ_{λ} posons $\frac{\tau_{\lambda}}{\cos \theta} = z$. Il en résulte

$$(22) \quad I_{\lambda}(\theta) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}(z, \theta) e^{-z} dz$$

de (21) on tire $\tau_{\lambda}(T)$ d'où $z(T)$ pour chaque valeur de θ . D'où enfin $F(z\theta)$ car $\mathcal{B}_{\lambda}(T)$ est la fonction de PLANCK. La forme (22) permet de suivre une méthode proposée par H. MINEUR dans [19] pour effectuer l'intégration (22). Cette méthode consiste à écrire :

$$(23) \quad I_{\lambda}(\theta) = \Sigma h_i F(z_i \theta)$$

avec

h_i	—	z_i
0,521 755	—	0,263 560
0,398 667	—	1,413 403
0,075 943	—	3,596 426
0,003 612	—	7,085 810
0,000 023	—	12,640 801

Comme seules les observations de $\varphi_{\lambda}(\theta)$ ont été faites, nous avons déterminé les $\varphi_{\lambda}(\theta)$ qui résultent de nos calculs.

TABLEAU 11

Valeurs de $\varphi_{\lambda}(\theta)$

(1) Observées.

(2) Calculées à partir du modèle de DE JAGER.

(3) Calculées à partir du modèle de l'auteur.

$\cos \theta$	$\lambda = 3^{\mu},5$			$\lambda = 8^{\mu},3$			$\lambda = 10^{\mu},2$		
	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
0,7	0,968	0,960	0,959	0,984	0,968	0,977	0,986	0,967	0,981
0,4	0,921	0,904	0,902	0,955	0,927	0,945	0,963	0,925	0,954
0,2	0,876	0,845	0,843	0,925	0,886	0,908	0,940	0,882	0,929

N. B. — Dans les colonnes (1) et (2) les valeurs données ici ont été interpolées.

Les résultats sont rassemblés sur le tableau 11, et les courbes figure 29 ainsi que ceux qui ont été obtenus par DE JAGER et les données d'observation de PIERCE, Mc MATH, GOLDBERG, MOHLER.

Nous voyons que dans l'ensemble les $\varphi_\lambda(\theta)$ obtenus à l'aide de notre modèle sont en meilleur accord avec l'observation que ceux obtenus par DE JAGER. On pourrait objecter que les coefficients de H^- donnés par CHANDRASEKHAR et BREEN seraient fortement erronés et que l'accord meilleur obtenu avec notre modèle serait fortuit.

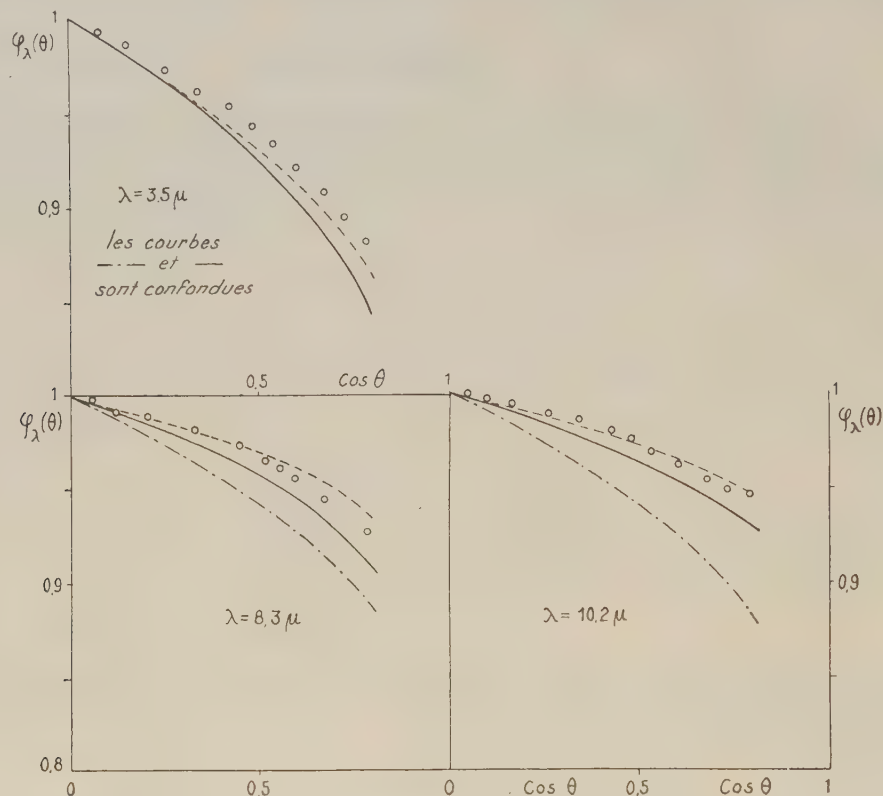


FIG. 29. — Détermination de l'assombrissement centre-bord pour $\lambda = 3 \mu 5 - 8 \mu 3 - 10 \mu 2$ à partir de différents modèles d'atmosphère. Comparaison aux résultats d'observation.

- — Observations de PIERCE, Mc MATH, GOLDBERG, MOHLER.
- · - · - Courbes calculées à partir du modèle de DE JAGER en utilisant des coefficients d'absorption de H^- donnés par CHANDRASEKHAR et BREEN.
- Courbes calculées à partir du modèle de l'auteur en utilisant les mêmes coefficients.
- - - - Courbes calculées à partir du modèle de l'auteur en doublant ces coefficients.

Nous avons alors calculé quelle erreur devrait avoir été commise par CHANDRASEKHAR et BREEN pour faire coïncider au mieux avec les données d'observation les $\varphi_\lambda(\theta)$ calculés par nous. Après plusieurs essais, nous avons doublé les k_T théoriques et nous avons obtenu les courbes indiquées figure 29. On voit qu'ainsi l'accord serait assez satisfaisant. Seulement, pour obtenir des résultats analogues avec le modèle DE JAGER, il faudrait multiplier les k_T théoriques par des coefficients plus grands que 2 ⁽¹⁾. Or nous avons vu que, entre 6 700 et 23 000 Å, les coefficients théoriques

(¹) A ce sujet, nous devons signaler que dans [15] DE JAGER a effectué une détermination analogue et a trouvé des résultats très différents des nôtres. Mais il nous semble que la méthode qu'il a utilisée n'est pas très correcte.

de H^- semblaient assez corrects. En outre, à partir de 16 500 Å et au delà vers les grands λ seuls les « Free Free transitions » agissent. Il semble donc assez peu probable que le calcul du coefficient d'absorption de ces « free free transitions » soit correct jusqu'à 23 000 Å et très faux ensuite.

Nous sommes ainsi conduits à considérer les données théoriques de CHANDRASEKHAR et BREEN comme assez bonnes et à attribuer les écarts entre les $\varphi_\lambda(\theta)$ observés et les $\varphi_\lambda(\theta)$ calculés au manque d'exactitude des modèles utilisés et peut-être aussi au manque de précision des observations, très difficiles dans l'infra-rouge lointain. Ceci nous conduirait à considérer notre modèle comme étant plus proche de la vérité que celui de DE JAGER.

TABLEAU 12

Valeurs $I_\lambda(0)$ (unités absolues, cf. tableau 2).

(1) Calculées à partir du modèle de DE JAGER.

(2) Calculées à partir du modèle de l'auteur.

λ	DE JAGER	L'AUTEUR
3,5 μ	2,20 10^{12}	2,19 10^{12}
8,3 μ	7,28 10^{10}	7,46 10^{10}
10,2 μ	3,15 10^{10}	3,30 10^{10}

Il est intéressant maintenant de comparer les $I_\lambda(\theta)$ calculés par DE JAGER et par nous : tableau 12. Nous constatons que les résultats sont en assez bon accord. On peut donc prévoir avec une bonne précision la répartition spectrale de l'énergie au centre du disque solaire pour les longueurs d'onde 3 μ , 5 μ , 8 μ , 3 10μ , 2.

III. B-4) RÉPARTITION DES TEMPÉRATURES ET DES PRESSIONS EN FONCTION DE LA PROFONDEUR GÉOMÉTRIQUE. — La loi des gaz parfaits (23) $pV = RT$ où V est le volume moléculaire et R la constante des gaz parfaits nous permet, en utilisant notre relation $p(T)$, de déterminer la répartition des températures et des pressions en fonction de s profondeur géométrique. On a en effet

$$(24) \quad V = \frac{\mu}{\rho}$$

μ masse moléculaire du mélange chimique considéré.

ρ sa densité.

ρ est fonction de T . On a, en outre, les relations (12) et (18). Nous écrivons cette dernière

$$(25) \quad p = aT + b$$

avec

$$a = 57$$

$$b = -260.000.$$

De (12) (23) (24) (25) on tire

$$(26) \quad T = \frac{dT}{ds} = \alpha T + \beta$$

avec

$$(27) \quad \alpha = \frac{\mu g}{R}$$

$$(28) \quad \beta = \frac{b\mu g}{Ra}$$

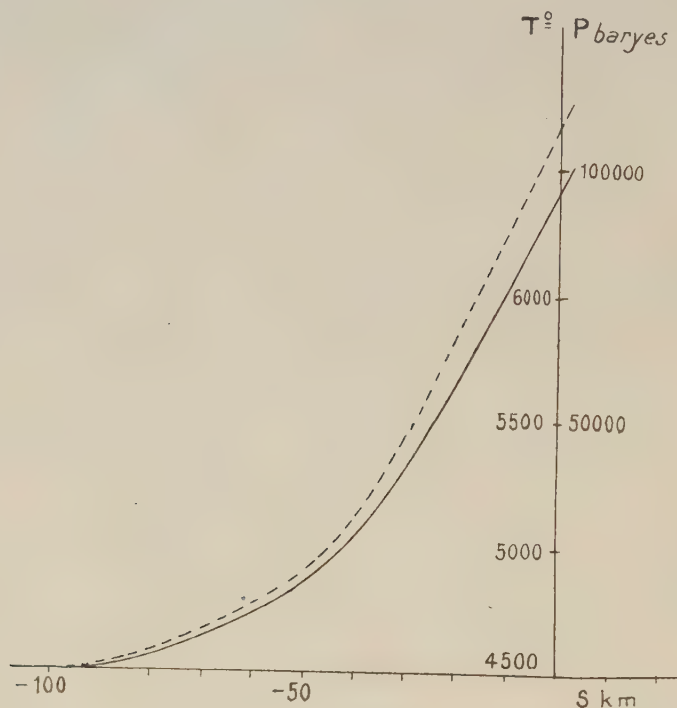


FIG. 30. — Variations de la température et de la pression en fonction de la profondeur géométrique.

——— températures,
----- pressions.

En outre on a

$$(29) \quad \mu = \left(\mu_{He} \frac{N_{He}}{N_H + N_{He}} + \frac{N_H}{N_H + N_{He}} \right) \left(1 - \frac{p_e}{p} \right)^{(1)}$$

$\mu_{He} = 4$ = masses moléculaires de He.

$\mu_H = 1$ = masse moléculaire de H.

N_H et N_{He} ont les définitions déjà vues (III. B-1).

En outre (III. B-1, note en bas de page) $\frac{p_e}{p} \simeq 0$.

Ainsi (29) devient $\mu = 1,5$.

Rappelons que $R = 8,314 \cdot 10^7$ cgs

On a donc $\alpha = 0,49 \cdot 10^{-3}$ $\beta = -2,2$.

(1) Le facteur $1 - \frac{p_e}{p}$ tient compte des atomes d'H ionisés (cf. III-B-1).

L'équation (26) se résout aisément. On a en effet

$$(30) \quad s(T) = \int_{T_0}^T \frac{T dT}{\alpha T + \beta}$$

l'intégration est élémentaire et l'on obtient

$$(31) \quad s(T) = \left[\frac{1}{\alpha} T - \frac{\beta}{\alpha} \log_e (\alpha T + \beta) \right]_{T_0}^T.$$

Nous avons représenté la relation (31) ainsi que la relation $s(p)$ qui s'en déduit sur la figure 30. Nous avons pris comme origine arbitraire la couche photosphérique correspondant à $\tau_{5000} = 1$.

C) CONCLUSION

A la suite du travail qui vient d'être décrit, un point semble acquis : l'ion négatif hydrogène H^- est l'absorbant principal dans le domaine spectral situé au delà de 6 000 Å vers les grandes longueurs d'onde. Les coefficients d'absorption donnés par CHANDRASEKHAR et BREEN ont été vérifiés dans les limites de la précision à laquelle ils sont connus.

Nous avons établi un modèle d'atmosphère solaire qui semble en accord avec l'observation de 6 000 Å à 102 000 Å, mieux que les modèles précédents. Il est néanmoins nécessaire d'améliorer les valeurs numériques des grandeurs déterminées dans ce travail,

- a) en effectuant de nouvelles mesures avec une précision accrue ;
- b) en améliorant les valeurs théoriques des coefficients d'absorption de H^- dans la région spectrale où interviennent les « free free transitions » ;
- c) en mettant au point des méthodes plus précises que celles qui ont été utilisées jusqu'à présent pour la détermination empirique de la fonction source $S_\lambda(T_\lambda)$.

En effet, il semble bon de signaler qu'à la suite du présent travail il est à peu près impossible de savoir si notre incertitude est due principalement au manque de précision des mesures ou à l'insuffisance des théories. Il faut donc satisfaire simultanément les 3 conditions a) b) c) pour améliorer sensiblement nos connaissances sur l'état physique de la photosphère solaire. Toutefois, nos connaissances actuelles semblent déjà assez satisfaisantes.

Manuscrit reçu le 25 septembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ABBOT, *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. III, p. 157.
- [2] ABBOT, *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. III, p. 201.
- [3] ABBOT, *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. IV, p. 221.
- [4] ABBOT, *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. IV, p. 203.

- [5] MINNAERT, *B. A. N.*, **2**, n° 51-75, 1924.
- [6] MULDER, *Zeitschrift für Astrophysik*, **11**, p. 143, 1936.
- [7] S. CHANDRASEKHAR et F. BREEN, *Ap. J.*, **104**, 444, 1946.
- [8] D. CHALONGE et V. KOURGANOFF, *Annales d'Astrophysique*, **9**, p. 69, 1946.
- [9] D. CHALONGE, *Physica*, **12**, p. 728, 1946.
- [10] D. BARBIER, *Annales d'Astrophysique*, **9**, p. 173, 1946.
- [11] G. P. KUIPER, W. WILSON et R. J. CASHMANN, *Ap. J.*, **106**, p. 243, 1947.
- [12] LINK, *Journal des Observateurs*, **17**, p. 41, 1934.
- [13] V. KOURGANOFF, *C. R.*, **228**, p. 2011, 1949.
- [14] P. TEN BRUGGENCATE, H. GOLLNOW et F. W. JAGER, *Zeitschrift für Astrophysik*, **27**, 1950, p. 223.
- [15] C. DE JAGER et L. NEVEN, *B. A. N.*, **XI**, 424, p. 291, 1951.
- [16] A. UNSÖLD, *Zeitschrift für Astrophysik*, **25**, 2, 1948.
- [17] A. M. ROSA, *Zeitschrift für Astrophysik*, **25**, 1-2, p. 1, 1948.
- [18] H. MINEUR, *Techniques de calcul numérique*. Librairie polytechnique Béranger (sous presse).
- [19] A. K. PIERCE, R. R. Mc MATH, Léo GOLDBERG et O. C. MOHLER, *Ap. J.*, **112**, p. 289, 1950.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La structure fine du diagramme de Russel-Hertzsprung.

Vu et approuvé :

Paris, le 22 avril 1952.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

Signé : A. CHATELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

Signé : JEAN SARRAILH.

